

THESE de DOCTORAT de l'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité:
Physique Théorique

présentée

par M. Vincent PISLAR

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la thèse:

Etude d'Amas de Galaxies observés avec le satellite ROSAT

soutenue le 16 décembre 1998

devant le jury composé de:

M.	A.	Blanchard	Rapporteur
M.	P.	Boissé	Examineur
Mme.	F.	Durret	Directrice de thèse
M.	W.	Forman	Rapporteur
M.	D.	Gerbai	Co-Directeur de thèse
M.	R.	Kerner	Président

INSTITUT D'ASTROPHYSIQUE DE PARIS – FRANCE

Résumé

Ce travail est composé de deux parties.

La première partie concerne l'étude de l'amas de galaxies Abell 85 en utilisant les données en rayons X du satellite ROSAT ainsi que des données optiques et radio. Plusieurs méthodes d'analyse ont été appliquées aux données. Nous avons ainsi pu étudier des régions particulières de l'amas comme la partie centrale, siège des courants de refroidissement ou la région de la radiosource 0038-096 où la mesure des flux X et radio a permis d'obtenir la valeur du champ magnétique.

Une seconde partie du travail a consisté à étudier les caractéristiques des courants de refroidissement ainsi que la masse de gaz et de matière noire dans 11 amas de galaxies, grâce à un programme conçu pour ajuster les données de ROSAT. Nous avons également obtenu la fraction de baryons de ces amas et discuté les conséquences cosmologiques des valeurs obtenues.

Summary

The present work is composed of two parts.

The first part is a study of the galaxy cluster Abell 85 using ROSAT satellite X-ray data together with optical and radio data, which we submitted to several methods of analysis. We have studied peculiar parts of the cluster such as the central part where a cooling flows occurs and the region of the radio source 0038-096. In this region we measure the X-ray and radio fluxes to obtain the value of the magnetic field.

The second part is devoted to the study of the characteristics of cooling flows, gas and dark masses in 11 galaxy clusters, with a program which was constructed to fit the ROSAT data. We have obtained the baryon fraction of the clusters and discussed cosmological consequences of the obtained values.

Remerciements

De nombreuses personnes m'ont aidé à accomplir ce travail de thèse. Je vais les remercier ici.

Je remercie tout d'abord Florence Durret et Daniel Gerbal qui m'ont accepté dans leur équipe, avec qui j'ai découvert le monde des amas de galaxies et qui ont toujours été disponibles et attentifs à mes problèmes.

Je remercie les membres de l'Institut d'Astrophysique de Paris des services informatique, administratif, bibliothèque, accueil et bien sûr les chercheurs, pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Je remercie Gastao Lima Neto avec qui j'ai pris beaucoup de plaisir à travailler et à discuter. Je remercie Eric Slezak pour sa collaboration et la mise à ma disposition de son logiciel d'ondelettes. Je remercie Joydeep Bagchi pour m'avoir fait découvrir les amas de galaxies dans le domaine des ondes radio.

Je remercie Alain Blanchard et William Forman d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et Richard Kerner et Patrick Boissé d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie tous mes amis thésards qui m'ont aidé à diverses reprises: Michel Fioc pour sa disponibilité constante, Patrick Guillemin et Gaspard Galaz pour leur maîtrise de MIDAS, François Legrand pour celle d'IRAF, Stéphane Ninin pour son aide en informatique, Julien Devriendt pour ses talents à Supermongo, Catarina Lobo et Simon Prunet pour les diverses discussions théoriques, Catarina, Cecile Delanée et Olivia Puyoo pour leur aide dans la mise en page.

Je remercie aussi mes amis scientifiques avec qui j'ai pris du plaisir à faire de la musique: Florence, Suzanne, Stéphane C., Sergio, Catarina, Olivia et Diego. Je remercie encore mes nombreux amis pongistes.

Je remercie enfin Marie qui a partagé ma vie durant ma thèse et m'a aussi aidé en répondant en physicienne à diverses questions d'astrophysique, ce qui m'a toujours fait avancer.

Table des matières

Résumé	I
Remerciements	III
1 Introduction	1
1.1 La lumière et les amas de galaxies	1
1.2 La matière noire et les amas de galaxies	3
1.3 La fraction de baryons dans les amas	4
1.4 Plan de la thèse	6
2 Description de ROSAT et analyse des données	7
2.1 Le satellite ROSAT	7
2.1.1 Description générale du satellite	7
2.1.2 Le télescope à rayons X	9
2.1.3 Le PSPC	9
2.1.4 Le HRI	9
2.2 Traitement des données	10
2.2.1 Les données du PSPC	10
2.2.2 Les données du HRI	11
2.3 Synthèse d'images X	11
2.3.1 La méthode	11
2.3.2 Calcul de masses	16
2.4 Analyse spectrale	19
2.5 Analyse en ondelettes	20
3 Etude de l'amas Abell 85	23
3.1 Présentation de l'amas Abell 85 et des données X	23
3.1.1 L'amas Abell 85	23
3.1.2 Les données ROSAT	24
3.2 Courants de refroidissement	25
3.3 Résultats de l'analyse en ondelettes	28
3.3.1 Analyse des données du PSPC	28
3.3.2 Analyse des données du HRI	35
3.4 Résultats de l'analyse spectrale	41

3.4.1	Modèle à une composante	41
3.4.2	Modèle à deux composantes	49
3.5	Résultats de la modélisation	51
3.5.1	Analyse des données du PSPC	51
3.5.2	Analyse des données du HRI	63
4	Le champ magnétique dans l'amas Abell 85	69
4.1	Les champs magnétiques dans les amas	69
4.1.1	Leur origine	69
4.1.2	Comment mesurer les champs magnétiques	70
4.2	La radiosource à spectre très pentu 0038-096	73
4.2.1	Les radiosources de type "reliques" dans les amas de galaxies	73
4.2.2	Présentation de 0038-096	75
4.3	Mesure du champ magnétique dans l'amas Abell 85	78
4.3.1	Détection du rayonnement Compton Inverse	78
4.3.2	Estimation des flux Compton Inverse et Synchrotron	80
4.3.3	Détermination de la valeur du champ magnétique	82
4.4	La radiosource 0038-096 et les ondes de choc	83
5	Analyse d'autres amas	87
5.1	Elaboration du catalogue des amas étudiés	88
5.1.1	Méthode de sélection des amas	88
5.1.2	Caractéristiques des amas choisis	89
5.2	Résultats des ajustements	90
5.2.1	Détermination des températures globales	90
5.2.2	Ajustements effectués en gardant la partie centrale	91
5.2.3	Ajustements effectués en supprimant la partie centrale	97
5.3	Valeurs des masses et fraction de baryons	97
6	Conclusions & Perspectives	109
A	Articles et Communications Publiés	113
A.1	The rich cluster of galaxies ABCG 85. I. X-ray analysis	115
A.2	The rich cluster of galaxies ABCG 85. II. X-ray analysis using the ROSAT HRI	131
A.3	The diffuse, relic radio source in Abell 85: estimation of cluster scale magnetic field from inverse Compton X-rays	143
A.4	Redshift and Photometric Survey of the X-ray Cluster of Galaxies Abell 85	151
B	Figures d'autres auteurs citées dans le texte	155
	Bibliographie	165

Chapitre 1

Introduction

*Noč trudna molči,
nezamudna beži
čez mestni trg luna sanjava.
Vse v mraku mirnó,
na vodnjaku samó
tih veterc z vodoj poigrava.
[...]*

Dragotin KETTE
Na trgu

La nuit fatiguée se tait,
ponctuelle, la lune rêveuse fuit
au dessus de la place de la ville.
Dans le crépuscule tout est calme,
seul un vent muet
s'amuse avec l'eau de la fontaine.
[...]

Dragotin KETTE
Sur la place

Les amas de galaxies font partie des plus grandes structures de l'univers liées par la force de gravitation. Leur taille fait quelques Mpc et leur masse peut atteindre les $10^{15} M_{\odot}$.

1.1 La lumière et les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont observables dans de nombreux domaines de fréquences. Suivant l'évolution des technologies, ils ont tout d'abord été étudiés en optique. Les centaines de galaxies contenues dans un amas forment une surdensité qui est visible sur le relevé du ciel effectué par le télescope du mont Palomar. Abell (1958) identifie 2712 amas (les amas d'Abell), au nord de la déclinaison -20° , et en sélectionne une partie pour en faire un échantillon statistiquement homogène. Des catalogues d'amas sont aussi constitués dans l'hémisphère sud (Klemola 1969, Rose 1976).

Les amas sont alors classifiés en fonction de leur *richesse* (nombre de galaxies dans l'amas; Abell 1958; Zwicky et al. 1961-1968), ou de leur morphologie. Dans ce dernier cas de nombreuses classifications ont été proposées. Abell (1965, 1975) observe des amas *réguliers*, *intermédiaires*, et *irréguliers*. Bautz & Morgan (1970) se basent sur la présence et la nature des galaxies les plus brillantes de l'amas. L'amas sera de *type I* s'il possède

une galaxie centrale géante de type cD et de *type III* dans le cas où aucune galaxie particulière ne se distingue. Tous les cas intermédiaires sont possibles. Le système de classification de Rood & Sastry (1971) complété par Strubble & Rood (1982) tient compte de la nature et de la distribution des 10 galaxies les plus brillantes de l'amas. Morgan (1962) et Oemler (1974) s'intéressent à la morphologie des galaxies de l'amas (proportion de galaxies spirales, lenticulaires ou elliptiques). Ces systèmes de classification empiriques peuvent être reliés à l'état d'évolution dynamique de l'amas: un amas dynamiquement relaxé sera plutôt *régulier*, de *type I* dans la classification de Bautz & Morgan, de type cD ou B dans celle de Rood & Sastry et contiendra une majorité de galaxies elliptiques.

Le rayonnement X des amas de galaxies a été détecté dans les années 60. L'atmosphère terrestre étant opaque aux rayons X, les premières observations ont été faites à l'aide de ballons et de fusées. Le satellite UHURU, lancé dans les années 70, a fait le premier relevé du ciel en X. Il a montré que les amas étaient des sources X très intenses avec des luminosités de l'ordre de 10^{43-45} erg/s et que l'émission était étendue spatialement et stable dans le temps.

D'autres satellites ont été lancés à cette époque comme EXOSAT, GINGA et Einstein. Ils ont montré que le rayonnement X provient d'un plasma très chaud (de température environ 10^8 K) composé principalement d'électrons et de protons avec des densités de l'ordre de 10^{-3} particule cm^{-3} . Le mécanisme d'émission est le Bremsstrahlung (rayonnement de freinage) thermique ou émission libre-libre. Le rayonnement est émis principalement par les électrons libres du plasma passant au voisinage des protons ou des ions positifs. Les électrons sont accélérés ou freinés sans être piégés par les ions. Durant cette transition libre-libre une fraction de l'énergie cinétique des électrons est convertie en énergie radiative. A une température plus basse (inférieure à $3 \cdot 10^7$ K), observable dans le centre des amas, une partie non négligeable du rayonnement X provient également des raies d'émission dues aux transitions électroniques dans les couches profondes des atomes lourds (O, Mg, Si, Fe, etc...).

Les années 90 ont vu le lancement de plusieurs autres satellites X: ASCA, Beppo Sax et ROSAT dont on va parler plus bas. Avec cette nouvelle génération de satellites, et l'amélioration des résolutions spatiales et spectrales ainsi que des sensibilités, on peut mesurer les températures des amas avec plus de précision, étudier les courants de refroidissement (les "*cooling flows*"; Fabian et al. 1984), détecter du rayonnement X issu des galaxies Seyfert de l'amas (galaxies émettrices en X) et le séparer du rayonnement diffus. On peut mesurer du rayonnement non thermique diffus (voir chapitre 4). D'autres satellites vont être lancés dans les prochaines années comme XMM et AXAF qui amélioreront encore la qualité des observations X.

Proche des rayons X, dans l'ultraviolet extrême, le satellite EUVE a récemment détecté un signal provenant des régions centrales des amas (Lieu et al 1996a). L'émission serait due à un gaz de température $\sim 10^6$ K situé dans la même direction que la composante X plus chaude dont on a parlé plus haut.

Dans l'infrarouge c'est l'émission diffuse de la poussière intra-amas qui a été détectée (Wise et. al (1993) et Stickel et al. (1997) respectivement avec les satellites IRAS et ISO). La poussière est détruite par le rayonnement qu'émet le gaz X chaud; ce processus dure un temps très petit par rapport à l'âge de l'amas. Donc la poussière qu'on détecte provient soit directement des galaxies soit est créée par trois processus très rapides (Elbaz 1997): les vents galactiques, le balayage du gaz des galaxies lorsque la pression l'emporte sur la gravité ("*ram pressure stripping*") lors de la rencontre de la galaxie avec le gaz chaud intra-amas et enfin l'accrétion de matière extérieure à l'amas.

Les amas de galaxies sont aussi observés à plus basses fréquences dans le domaine des ondes submillimétriques. Des antennes, des bolomètres (pour des fréquences ≥ 100 GHz), et des techniques d'interférométrie sont utilisées pour ces observations (Liang 1995). Les photons du rayonnement fossile de l'univers (rayonnement à 3K) peuvent subir une interaction avec les électrons libres responsables de l'émission X. Par effet Compton Inverse, les photons vont gagner de l'énergie et leur spectre subira une distortion spectrale observable (Wilbanks et al. 1994); c'est l'effet Sunyaev-Zel'dovich du nom des deux savants soviétiques qui les premiers l'ont prédit (Sunyaev & Zel'dovich 1972). Sa mesure a de nombreuses implications en astrophysique: confirmation de l'origine cosmologique du fond de rayonnement microonde, informations sur la densité du gaz dans les amas, détermination des paramètres cosmologiques H_o , Ω_o , q_o , etc...(Lineweaver & Barbosa, 1998; Barbosa et al., 1996).

Les amas de galaxies à des fréquences encore plus basses, émettent des ondes radio, sujet qui sera développé dans le chapitre 4.

Outre les galaxies, les différents plasmas, les poussières qui émettent un rayonnement électromagnétique, les amas de galaxies sont constitués dans leur majorité de matière qui n'émet pas de rayonnement détectable depuis la terre. Cette "masse cachée" peut être déterminée en utilisant trois méthodes différentes.

1.2 La matière noire et les amas de galaxies

C'est avec des observations dans le domaine optique que Zwicky (1933) a suggéré que la masse des galaxies ne représentait qu'une faible partie de la masse totale des amas. Si on applique le théorème du viriel à la dispersion observée des vitesses radiales des galaxies des amas, on constate qu'il faut que la masse totale de l'amas représente plus de 10 fois celle des seules galaxies pour que ces galaxies puissent être liées gravitationnellement. Pour aboutir à ce résultat, on suppose que la distribution de matière noire est identique à celle des galaxies et que celles-ci sont en équilibre dynamique.

On peut encore déterminer la masse des amas de galaxies en utilisant l'effet de lentille gravitationnelle prédit par la relativité générale. C'est une méthode plus récente (Fort &

Mellier 1994) utilisant des données optiques obtenues avec de l'imagerie à haute résolution. La lumière émise par des galaxies situées derrière l'amas est amplifiée et son étude permet une mesure directe du potentiel gravitationnel de l'amas sans faire d'hypothèse sur l'état d'équilibre dynamique de celui-ci.

La troisième méthode, qui sera employée dans cette thèse, utilise les rayons X. Si on suppose que le gaz X est en équilibre hydrostatique dans le potentiel gravitationnel de l'amas, on peut facilement calculer la masse totale de l'amas connaissant la température et la densité du gaz. Cette méthode sera développée dans le chapitre 2.

Il est intéressant de comparer les masses totales des amas obtenues avec ces trois méthodes. Cela permet de se faire une idée des erreurs systématiques qui pourraient exister dans chacune des méthodes.

Miralda-Escudé & Babul (1995) ont étudié les amas Abell 2218 et Abell 1689. Ils ont trouvé que les masses obtenues avec l'effet de lentille gravitationnelle étaient 2-2.5 fois plus grandes que celles obtenues avec les données X. Par contre Bahcall (1995) conclut que pour quatre amas de décalage vers le rouge supérieur à 0.17, les masses déterminées par les deux méthodes précédentes sont du même ordre de grandeur. Bartelmann & Steinmetz (1996) ont fait des simulations numériques d'amas de galaxies et ont comparé les masses obtenues à partir du gaz X et à partir de l'effet de lentille. Ils trouvent une différence de 15%, les masses obtenues par effet de lentille étant supérieures. Ils ont certes dans leurs simulations des amas qui présentent des masses lentilles deux fois plus grandes que les masses X -comme les 2 amas de Miralda-Escudé & Babul, mais ce sont des amas où existe un phénomène de fusion entre des sous-structures le long de la ligne de visée. Ces effets de projection, mis aussi en évidence dans les simulations de Cen (1997), ont pour effets simultanés d'augmenter la masse obtenue par la méthode des lentilles et de diminuer celle obtenue par la méthode des rayons X. Enfin, les simulations de Schindler (1996) montrent qu'en dehors des cas extrêmes (ondes de chocs, sous-structures importantes), la détermination des masses des amas avec les hypothèses d'équilibre hydrostatique et de symétrie sphérique est correcte.

Les simulations de Roettiger et al. (1996) signalent que dans le cas de fusion de sous-structures, les masses obtenues par la méthode du viriel sont surestimées car la dispersion des vitesses radiales observées est contaminée par la vitesse de chute de la sous-structure. Ainsi toutes les études montrent que pour obtenir une masse gravitationnelle correcte en étudiant l'équilibre hydrostatique du gaz X, il faut choisir des amas qui présentent un minimum de sous-structures. C'est ce dernier point qui a guidé le choix des amas que nous allons étudier par la suite.

1.3 La fraction de baryons dans les amas

Si on appelle M_{gal} , M_{gaz} et M_{tot} respectivement la masse des galaxies de l'amas, la masse du gaz X et la masse totale (incluant la matière noire), une limite inférieure de la

fraction de baryons dans l'amas est $f_b = (M_{gal} + M_{gaz})/M_{tot}$ (limite inférieure car une partie de la matière noire peut exister sous forme de baryons). White et al. (1993) trouvent que dans l'amas Coma cette limite vaut $0.009 + 0.141 h_{50}^{-3/2}$ (on prend comme valeur de la constante de Hubble à l'instant présent $H_0 = 50 h_{50} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Dans leur analyse de 207 amas observés avec le satellite Einstein, White et al. (1997) confirment qu'à une distance de 1 Mpc la fraction de baryons est supérieure à 10-15%. White & Fabian (1995) et David et al. (1995) avaient constaté la même chose sur un échantillon d'amas observés respectivement par les satellites Einstein et ROSAT.

Ces valeurs ont amené certains auteurs à parler de "catastrophe baryonique". En effet, si on appelle Ω le rapport de la masse volumique moyenne de l'univers à la masse volumique critique pour laquelle l'univers a une géométrie plane ($\Omega \equiv 8\pi G \rho_{moy}/3H_0^2$ avec G la constante gravitationnelle), la contribution à Ω due aux baryons vaut $\Omega_b = (0.025 \pm 0.003) h_{50}^{-2}$ selon Rugers & Hogan (1996) et $\Omega_b = (0.10 \pm 0.025) h_{50}^{-2}$ selon Tytler et al. (1996). Ces valeurs sont obtenues à partir de l'abondance primordiale du deutérium qu'on calcule à partir du spectre de raies d'absorption des quasars.

Au contraire, des arguments théoriques plaident en faveur de $\Omega = 1$ (théorie de l'inflation). C'est également le cas de certaines observations. En effet, la comparaison des mouvements à grande échelle des galaxies avec le champ de densité qui induit ces mouvements induit une valeur de Ω compatible avec 1 (Nusser & Dekel 1993).

Ainsi si on suppose que les amas sont caractéristiques de l'univers au moins en ce qui concerne le rapport de la masse de baryons sur la masse totale, on a $\Omega_b/\Omega = \Omega_b$ (dans le cas $\Omega = 1$) qui est beaucoup plus petit que la valeur observée f_b . Il semblerait donc que l'univers ait une masse volumique plus faible que la masse volumique critique ou que les résultats sur l'abondance primordiale du deutérium soient faux.

On a essayé de réconcilier les résultats précédents de plusieurs manières. Si H_0 est faible ($H_0 < 40 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), l'univers d'Einstein-deSitter $\Omega = 1$ peut convenir (Bartlett et al. 1995). Cependant, les observateurs trouvent généralement des valeurs plus grandes pour H_0 (autour de 75 pour Madore et al. (1996) et supérieures à 50 pour Sandage et al. (1996)). Le premier de ces deux articles est entièrement basé sur les données du télescope spatial Hubble (HST), et fait partie du grand projet de détermination des distances extragalactiques dont le but est de mesurer H_0 avec une précision de 10% (Kennicutt et al. 1995). Freedman (1996) présente aussi un aperçu des différentes méthodes de détermination de H_0 . Si $\Omega < 1$ et si la constante cosmologique est différente de zéro, l'univers plat qu'exige la théorie de l'inflation peut être sauvé. Cependant $\Omega < 1$ contredit par exemple les travaux de Nusser & Dekel. On peut encore penser que la matière noire s'étend plus loin que le gaz X. Alors la fraction de baryons des amas diminuerait. La fraction de baryons dans les amas peut également être différente de celle de l'univers. Le problème de la fraction de baryons dans les amas et ses implications cosmologiques reste donc encore ouvert.

1.4 Plan de la thèse

Voyons maintenant le plan de la thèse.

Dans le chapitre 2, je présente le satellite ROSAT, décris le traitement des données, expose mon programme d'analyse des données X. J'explique alors comment déterminer la masse de gaz et la masse totale des amas à partir des résultats du programme. Je décris également comment effectuer une analyse spectrale des données et enfin le principe de l'analyse en ondelettes.

Dans le chapitre 3, j'étudie l'amas Abell 85 grâce aux données du PSPC et du HRI de ROSAT. Après une étude générale sur les courants de refroidissement, je présente les résultats de l'analyse en ondelettes puis j'effectue l'analyse spectrale et spatiale des données. J'obtiens des informations sur les structures qui émettent en X, caractérise quantitativement les courants de refroidissement et trouve les valeurs des masses de gaz et dynamique ainsi que la fraction de baryons de l'amas Abell 85.

Dans le chapitre 4, j'utilise des données radio et les données du PSPC pour obtenir la valeur du champ magnétique dans une région de l'amas Abell 85.

Dans le chapitre 5, j'effectue une étude spectrale et spatiale de 11 amas avec les données du PSPC de ROSAT. J'obtiens des valeurs caractérisant les courants de refroidissement, les valeurs des masses de gaz et dynamique ainsi que la fraction de baryons de ces amas.

Enfin, dans le chapitre 6, je conclus et présente quelques perspectives permettant de prolonger le travail effectué durant ma thèse.

Chapitre 2

Description de ROSAT et analyse des données

Dans ce chapitre, je décris le satellite ROSAT puis le traitement appliqué aux données et enfin le processus de création des images synthétiques qui seront comparées aux données ainsi traitées.

2.1 Le satellite ROSAT

2.1.1 Description générale du satellite

Les observations X qui seront utilisées dans cette thèse proviennent toutes du satellite ROSAT. ROSAT (acronyme de RöntgenSATellit) est issu d'une collaboration entre l'Allemagne, l'Angleterre et les Etats-Unis (Trümper 1983). Il a été lancé de Cap Canaveral le 1^{er} juin 1990 et placé sur une orbite circulaire basse à 575 km d'altitude et 53 degrés d'inclinaison. Un balayage systématique du ciel ("*all-sky survey*") a été effectué dans les 6 premiers mois puis un mode pointé a analysé des sources sélectionnées avec des temps d'observation plus élevés permettant une analyse plus fine des propriétés spatiales, spectrales et temporelles des sources X.

ROSAT comporte un télescope X (XRT pour X-Ray Telescope) de 80 cm d'ouverture et 240 cm de distance focale. Dans son plan focal se situent trois détecteurs; deux compteurs proportionnels (PSPC pour Position Sensitive Proportional Counter) et un imageur à haute résolution (HRI pour High Resolution Imager). Le satellite possède aussi une caméra à champ large (WFC pour Wide Field Camera). La figure 2.1 présente une vue schématique du satellite. ROSAT a un mouvement oscillatoire qui déplace sa direction de pointage (± 3 minutes d'arc en 400 secondes) pour éviter l'occultation des sources X derrière les structures opaques des PSPC. Les données exploitées dans cette thèse proviennent du PSPC B et du HRI couplés avec le XRT.

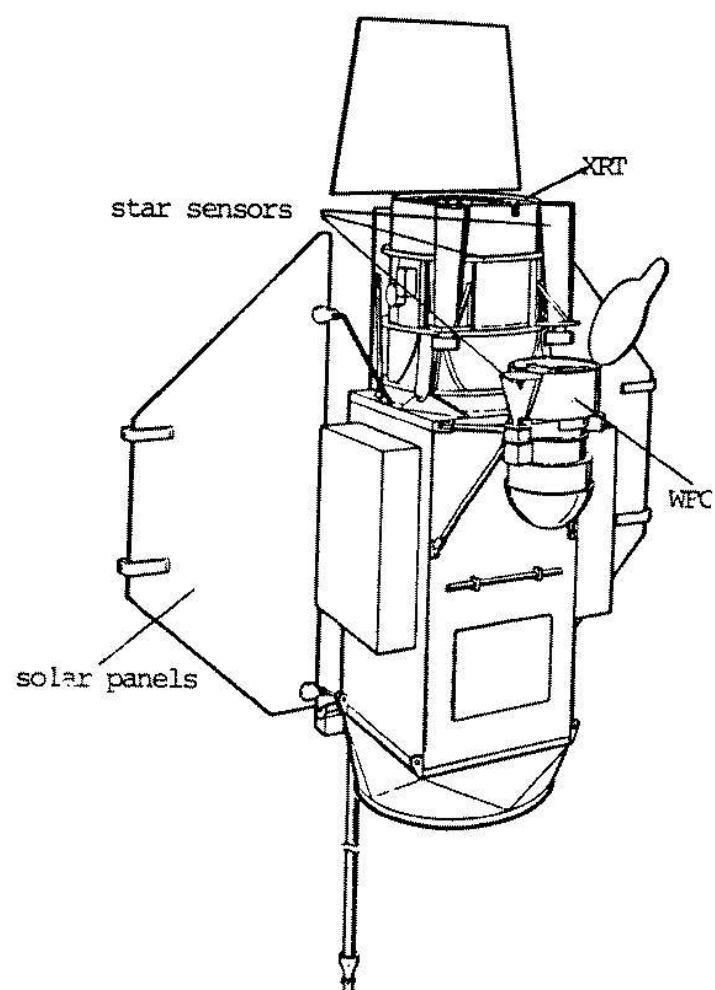


FIG. 2.1 – *Vue générale du satellite ROSAT*

2.1.2 Le télescope à rayons X

Le XRT est constitué d'un assemblage de huit miroirs: ce sont quatre paires de miroirs paraboliques-hyperboliques de type Wolter I en zérodur, recouverts d'une mince couche d'or afin d'augmenter la réflectivité des rayons X. Les observations sont réalisées avec une incidence rasante de un à deux degrés, obligatoire pour que le rayonnement à haute énergie ne soit pas absorbé. La surface collectrice n'est pas constante, mais dépend de l'énergie des photons et de l'angle d'incidence hors axe. En effet la réflectivité décroît lorsque l'énergie du photon et l'angle hors axe augmentent. Dans ce dernier cas on parlera d'effet de bords ou de "*vignetting*". Le XRT peut capter des photons d'énergie maximale 2.4 keV.

2.1.3 Le PSPC

Le PSPC est un compteur proportionnel qui permet de faire de la spectro-imagerie. Il est constitué essentiellement d'une anode et de deux cathodes dans la zone de détection des rayons X. Les grilles d'anode et de cathode sont plongées dans un gaz contenant 65% d'argon, 20% de xénon et 15% de méthane. Le photon, passant dans la fenêtre d'entrée contenant du carbone (qui absorbe à 0.28 keV) est absorbé par le gaz et produit un photo-électron. Cet électron primaire est thermalisé, causant l'ionisation d'autres atomes et formant un nuage secondaire d'électrons. Leur nombre est proportionnel à l'énergie du photon incident, d'où le nom de l'instrument. Le nuage passe par la première cathode en se dirigeant vers l'anode; il y a une nouvelle ionisation et avec le signal induit aux cathodes on peut déduire la position d'entrée du photon initial.

La fenêtre d'entrée a un diamètre de 8 cm, correspondant à un champ de deux degrés. Un support complémentaire est nécessaire pour résister au vide extérieur. Il consiste en un cercle rigide de 28 mm de diamètre, d'où partent huit rayons également espacés. Deux systèmes de mailles en tungstène existent à petite échelle. La surface du PSPC est visible sur la figure 2.2. La résolution spatiale du PSPC est de 25 secondes d'arc. Sa résolution en énergie est donnée par:

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.43 \sqrt{\frac{0.93 \text{ keV}}{E}} \quad (2.1)$$

avec E l'énergie du photon incident en keV. Cela correspond à une incertitude de 0.4 keV lorsque l'énergie du photon vaut 1 keV.

2.1.4 Le HRI

Le HRI possède deux surfaces de microcanaux parallèles permettant de détecter la position et le temps d'arrivée des photons X. Son champ de vision est de 38 minutes d'arc au carré. La résolution spatiale du HRI est d'environ 5 secondes d'arc mais il n'a pas de résolution spectrale.

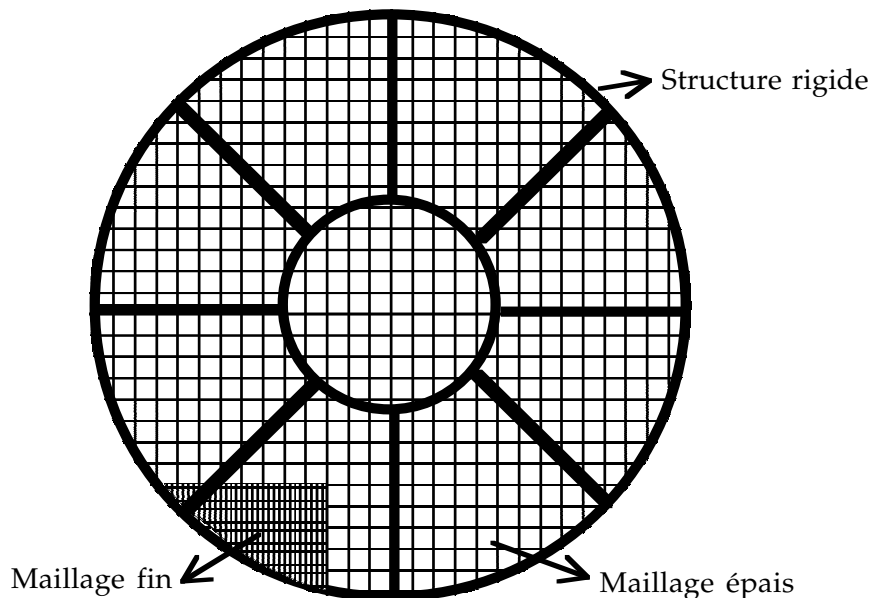


FIG. 2.2 – Fenêtre d’entrée du PSPC; la position de la structure radiale rigide ainsi que les tailles des différents grillages sont indiquées. Le dessin est à l’échelle 1:1.

2.2 Traitement des données

2.2.1 Les données du PSPC

Les données que nous avons utilisées sont placées dans le domaine public. Pour chaque objet observé, on connaît la position et l’instant d’arrivée du photon sur le détecteur et son énergie, la position qu’avait le satellite à cet instant et son orientation. Pour traiter les données reçues par le PSPC nous avons tout d’abord utilisé les programmes créés par S.L. Snowden (1995) pour l’analyse des sources étendues observées par le satellite ROSAT. Ces programmes sont placés dans le domaine public. Ils permettent de modéliser puis de soustraire les différentes composantes du fond non cosmique ainsi que de faire des corrections d’exposition (prendre en compte le temps effectif pendant lequel chaque pixel est soumis au rayonnement X), de corriger de l’effet de vignettage et de la variation de l’efficacité quantique du gaz du PSPC qui varie avec l’énergie du photon reçu.

Les différentes composantes du fond non cosmique sont les suivantes et sont détaillées dans l’article de Snowden et al. (1994):

- le fond de particules chargées de l’environnement local. Il est modélisé après avoir supprimé les intervalles de temps où la contamination est trop sévère.
- les faux événements qui suivent de très peu l’arrivée d’une particule chargée (fond "afterpulse"). On élimine ainsi tout événement qui en suit un autre de moins de 0.35 ms.
- le fond des rayons X solaires diffusés. On le modélise en utilisant une approche de transfert de rayonnement; on considère l’absorption entre le soleil et un élément

- diffusant le long de la ligne de visée puis entre cet élément diffusant et le satellite.
- le fond qui varie sur des périodes de temps courtes ("*Short-Term Enhancements*") comme les rayons X auroraux. Il n'est pas modélisable; on supprime les intervalles de temps affectés.
- le fond qui varie sur des périodes longues ("*Long-Term Enhancements*"). Il apparaît surtout aux basses énergies.

La seconde partie des logiciels permettent de corriger du mouvement d'oscillations du satellite ("*wobbling*"). Les photons issus d'un point donné du ciel se répartissent sur plusieurs pixels du PSPC du fait de ce mouvement. Or le rendement varie suivant la position du pixel. Ainsi les 7 cartes de rendement correspondant aux 7 bandes d'énergies choisies entre 0.1 et 2 keV (cf. Snowden et al. 1994) vont subir les mêmes mouvements que le satellite et on va créer pour chaque bande d'énergie une carte d'exposition ("*exposure map*"). Pour avoir une pose en lumière uniforme ("*flat field*"), il suffit de diviser les images observées par le PSPC par les cartes d'exposition, ceci pour chaque bande d'énergie. La même division est effectuée pour les différentes composantes du fond non cosmique qui est alors soustrait. On obtient des images de 512×512 pixels, chaque pixel ayant un côté de 14.947 secondes d'arc. Cette taille de pixel est celle des cartes de rendement.

Les cartes de rendement ont été effectuées lors du balayage systématique du ciel. Toutes les non-uniformités du détecteur sont prises en compte et la fonction de vignettage est déterminée dans chaque bande pour le spectre moyen du fond cosmique diffus. Les cartes sont alors normalisées à la valeur du rendement sur l'axe optique ("*on-axis*"), c'est à dire à la valeur au centre du détecteur.

2.2.2 Les données du HRI

L'étude des sources étendues avec le HRI est plus difficile qu'avec le PSPC. Le niveau relatif du fond non cosmique est beaucoup plus haut et est dominé par le fond de particules. Le logiciel fait une correction pour avoir une image en lumière uniforme et soustrait un fond de particules modélisé.

2.3 Synthèse d'images X

2.3.1 La méthode

Dans ce qui suit, on va décrire la synthèse d'une image qui sera comparée à l'image ayant subi les traitements explicités ci-dessus. Ces travaux se situent dans la suite de ceux effectués par l'équipe avec les données du satellite Einstein (Lima Neto 1993, Gerbal et al. 1992, Durret et al. 1994). La comparaison des deux images se fera en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance. La méthode s'applique aussi bien aux données du PSPC que du HRI; les différences particulières sont précisées dans le texte.

On suppose que le mécanisme d'émission des rayons X reçus par ROSAT est le Bremsstrahlung thermique. Ainsi, l'émissivité (énergie émise par unité de temps, de volume, de fréquence) d'un plasma constitué d'ions de charge Z et d'électrons, est donnée à une fréquence ν en unités cgs (en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$) par (Rybicki & Lightman 1979)

$$\varepsilon_{\nu}^{ff}(\mathbf{r}) = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e(\mathbf{r}) n_i(\mathbf{r}) T^{-\frac{1}{2}}(\mathbf{r}) g^{ff}(T(\mathbf{r}), \nu) \exp\left[-\frac{h\nu}{kT(\mathbf{r})}\right] \quad (2.2)$$

avec T la température d'équilibre du plasma, \mathbf{r} la position dans l'amas où est émis le rayonnement, n_e la densité numérique des électrons et n_i celle des ions, g^{ff} le facteur de Gaunt. En première approximation, on va considérer que le plasma est constitué d'hydrogène totalement ionisé; on a alors $Z=1$ et $n_e = n_i = n$.

Le facteur de Gaunt, compris entre 0.5 et 2 dans la gamme d'énergie de ROSAT est donné par (Mewe et al. 1986)

$$\log g^{ff} = 0.355 \lambda^{-0.06} \log \lambda + 0.3 \lambda^{-0.006} \log\left(\frac{T_6}{100}\right) + 0.0043 \quad (2.3)$$

ceci pour $T_6 > 1$ avec T_6 la température du plasma en unités de 10^6K . $\lambda = c/\nu$ est la longueur d'onde en \AA . Sur chaque pixel du détecteur, à une fréquence ν , arrive un nombre de photons par unité de fréquence et de surface:

$$N_{ph}(\mathbf{b}, \nu) = \left(\frac{\alpha^2}{4\pi}\right) 2 \Delta t \int_0^\infty \frac{\varepsilon_{\nu}^{ff}(\mathbf{b}, z)}{E} dz \quad (2.4)$$

avec $E = h\nu$, l'énergie des photons, l'axe z est la direction de la ligne de visée, \mathbf{b} est la position du pixel dans le plan focal, α^2 est l'angle solide sous-tendu par chaque pixel, et Δt est le temps d'observation. Pour avoir le nombre de photons effectivement détectés par ce pixel, il faudrait multiplier $N_{ph}(\mathbf{b}, \nu)$ par le rendement du pixel, appelé aussi aire effective, qui dépend de la position du pixel et de l'énergie du photon. Cependant la correction du rendement suivant la position du pixel est déjà effectuée par les logiciels de S. Snowden. Ainsi il suffit de multiplier $N_{ph}(\mathbf{b}, \nu)$ par $A_{eff}(E)$, le rendement sur l'axe, pour être en accord avec la normalisation de S. Snowden. Le rendement sur l'axe pour le XRT couplé avec le PSPC est donné dans l'annexe B. Le rendement sur l'axe du XRT couplé avec le HRI est aussi présenté dans cette annexe. Le nombre de photons de fréquence ν effectivement détectés par unité de fréquence par un pixel est donc

$$N_{cts}(\mathbf{b}, \nu) = \{N_{ph}(\mathbf{b}, \nu) A_{eff}(E)\} \otimes PSF(\mathbf{b}, \mathbf{b}', E) \quad (2.5)$$

avec PSF la réponse percutonnelle de l'instrument (ou fonction d'appareil) qui traduit l'étalement d'un point source par l'instrument. La fonction d'appareil sur l'axe est donnée analytiquement dans EXSAS, le manuel d'aide à l'analyse des données de ROSAT (Zimmerman 1994). Pour simplifier (David et al. 1993), on prendra comme fonction d'appareil la fonction d'appareil sur l'axe à 1 keV dont une bonne approximation est une gaussienne bi-dimensionnelle de largeur à mi-hauteur 25 secondes d'arc. La simplification est valable lorsqu'on évite les bords du détecteur pour des énergies variant entre 0.5 keV et 2.0 keV où la fonction d'appareil change peu avec l'énergie. Pour le HRI, qui n'a pas de résolution

spectrale, on prendra la fonction d'appareil donnée par David et al. (1996). Ainsi, la formule précédente s'écrit

$$N_{cts}(\mathbf{b}, \nu) = \{N_{ph}(\mathbf{b}, \nu) A_{eff}(E)\} \otimes PSF(\mathbf{b}') \quad (2.6)$$

Le nombre de photons dont la fréquence est comprise entre ν_{min} et ν_{max} détectés par un pixel du détecteur est

$$N_{cts}(\mathbf{b}) = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} N_{cts}(\mathbf{b}, \nu) d\nu \quad (2.7)$$

ce qui s'écrit encore, en utilisant les équations précédentes:

$$N_{cts}(\mathbf{b}) = \{2 \times 1.0210^{-11} (\frac{\alpha^2}{4\pi}) \Delta t \int_0^\infty Y(\mathbf{b}, z) n^2(\mathbf{b}, z) dz\} \otimes PSF(\mathbf{b}') \quad (2.8)$$

avec

$$Y(\mathbf{b}, z) = T^{-\frac{1}{2}}(\mathbf{b}, z) \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} A_{eff}(h\nu) g^{ff}(T(\mathbf{b}, z), \nu) e^{-\frac{h\nu}{kT(\mathbf{b}, z)}} e^{-N_H \sigma(h\nu)} \frac{d\nu}{\nu} \quad (2.9)$$

Y est une fonction tabulée de T et de $E = h\nu$ pour T variant de 0.348 à 12.414 keV. La convolution par la fonction d'appareil est faite de façon discrète compte tenu de la nature discrète de l'image (Lima Neto 1993); pour ce faire une matrice 13×13 est utilisée.

Le terme $e^{-N_H \sigma(h\nu)}$ traduit l'absorption des photons par l'hydrogène neutre; N_H représente la densité de colonne d'hydrogène et $\sigma(h\nu)$ la section efficace d'absorption photoélectrique (Morrison & McCammon 1983) qui dépend de l'énergie du photon. Les photons d'énergie inférieure à 0.5 keV sont très fortement absorbés par l'hydrogène neutre situé sur la ligne de visée alors que pour des énergies supérieures l'effet est négligeable. L'hydrogène peut se trouver dans notre galaxie ou dans l'amas d'où proviennent les rayons X.

Les paramètres libres

Les images synthétiques construites ci-dessus contiennent un certain nombre de paramètres libres. La densité est modélisée par une loi de Hubble modifiée ou β -modèle

$$n(r) = \frac{n_0}{(1 + (\frac{r}{r_c})^2)^{\frac{3}{2}\beta}} \quad (2.10)$$

ou par une loi de Mellier-Mathez modifiée (Mellier & Mathez 1987)

$$n(r) = I_0 \left(\frac{r}{a}\right)^{-p} \exp[-(\frac{r}{a})^\nu] \quad (2.11)$$

avec la relation suivante entre p et ν : $p \simeq 1 - 0.6097\nu + 0.05463\nu^2$ (Lima-Neto et al. 1998).

Pour prendre en compte une éventuelle ellipticité de l'amas, le rayon r est défini en coordonnées cylindriques par:

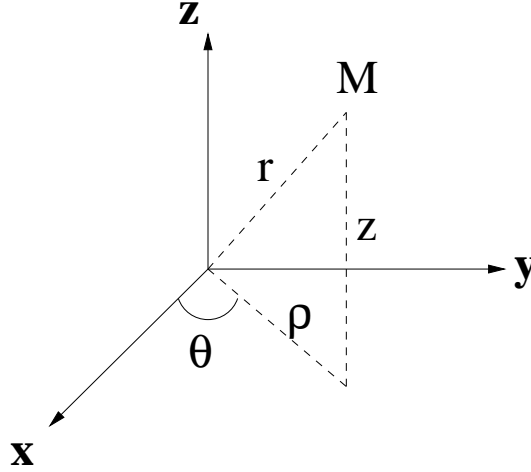


FIG. 2.3 – Géométrie cylindrique. Représentation des variables utilisées dans l'équation 2.12. L'axe Z représente la ligne de visée.

$$r^2 = \rho^2 \cos^2(\theta - \theta_0) + \frac{\rho^2}{\epsilon^2} \sin^2(\theta - \theta_0) + \frac{z^2}{\epsilon^2} \quad (2.12)$$

avec $\rho^2 = x^2 + y^2$ et x et y perpendiculaires à la ligne de visée, ϵ un rapport d'axes, et θ_0 repérant la position du grand ou du petit axe de l'ellipse projetée dans le plan du ciel, suivant la valeur de ϵ . La figure 2.3 représente les différentes variables utilisées dans l'équation 2.12. L'angle θ_0 n'est pas représenté mais il indique la direction du grand axe de l'ellipse en projection sur le ciel si $\epsilon < 1$, et la direction du petit axe si $\epsilon > 1$. On passe du cas $\epsilon < 1$ au cas $\epsilon > 1$ en ajoutant 90° à θ_0 . L'équation 2.12 décrit ainsi deux objets géométriques distincts: les ellipsoïdes aplatis et les ellipsoïdes allongés; si $\epsilon < 1$, la géométrie est celle d'un ellipsoïde allongé (en forme de ballon de rugby) et si $\epsilon > 1$ celle d'un ellipsoïde aplati (en forme de coussin vu par la tranche). Dans les ajustements, on se limitera au cas de l'ellipsoïde allongé ($\epsilon < 1$) et on verra comment extrapoler nos résultats au cas de l'ellipsoïde aplati, en particulier lors du calcul des masses.

Les paramètres libres sont donc ϵ , θ_0 , les densités centrales n_0 et I_0 , les longueurs a et r_c (le rayon de cœur) et les exposants β et ν .

La température sera modélisée par une loi du type Hubble modifiée:

$$T(r) = \frac{T_0}{(1 + (\frac{r}{r_T})^2)^\gamma} \quad (2.13)$$

mais les paramètres T_0 , r_T et γ seront fixés. La valeur du fond cosmique (provenant de l'extérieur du système solaire), qui n'a pas été supprimé lors du traitement des données, sera également fixée. Nous verrons plus loin comment déterminer ces paramètres.

Echelle de distance cosmologique

J'expose ici la méthode de transformation des distances angulaires observées en distances linéaires pour un amas ayant un décalage vers le rouge z .

En géométrie euclidienne, la relation entre le diamètre linéaire D d'une source vue sous un angle θ , située à une distance d de l'observateur est $D = \theta d$. De même, la luminosité apparente d'une source au repos à la distance d est $l = \frac{L}{4\pi d^2}$, L étant la luminosité absolue. Dans le cas général d'une géométrie non euclidienne, on définit la distance d_A par $d_A \equiv \frac{D}{\theta}$ reliée à la distance luminosité d_L par (Weinberg 1972):

$$\frac{d_A}{d_L} = (1+z)^{-2} \quad (2.14)$$

De même, la distance luminosité est définie par $d_L \equiv (\frac{L}{4\pi l})^{1/2}$ et est donnée par (Lang 1974)

$$d_L = \frac{c}{H_0 q_0^2} [z q_0 + (q_0 - 1)(-1 + \sqrt{2q_0 z + 1})] \quad (2.15)$$

avec q_0 le paramètre de décélération relié à Ω_0 par $\Omega_0 = q_0/2$. Ainsi on a la relation entre le diamètre linéaire et l'angle θ dans le cas général:

$$D = \frac{\theta c}{H_0 q_0^2 (1+z)^2} [z q_0 + (q_0 - 1)(-1 + \sqrt{2q_0 z + 1})] \quad (2.16)$$

Dans le programme d'ajustement, on prend $q_0 = 0.5$ ($\Omega_0 = 1$), condition pour avoir un univers plat (univers d'Einstein-deSitter).

Ajustement

Les images synthétiques ainsi construites sont comparées aux images décrites dans le paragraphe 2.1 par la méthode du maximum de vraisemblance. On considère que la distribution des photons sur chaque pixel de l'image suit une loi de Poisson. En effet, mis à part les régions centrales le nombre de photons sur chaque pixel est assez faible. On minimise donc la fonction de vraisemblance

$$C(n_0, \beta, r_c, \epsilon, \theta_0, \dots) = \sum_{i=1}^N (y(x_i) - y_i \ln y(x_i) + \ln y_i!) \quad (2.17)$$

en faisant varier les différents paramètres. La somme s'étend aux N pixels de l'image, y_i représente le nombre de photons présents sur le pixel i de l'image issue de l'observation et $y(x_i)$ le nombre de photons du pixel correspondant de l'image synthétique. La minimisation est effectuée par le logiciel MINUIT du CERN avec le programme MIGRAD (James 1994).

Il faut encore noter que, pour éviter de grandes variations de la fonction d'appareil avec l'énergie, l'intégrale de l'équation 2.7 est effectuée pour des photons dont l'énergie est comprise entre 0.5 et 2.0 keV ce qui correspond aux 4 bandes d'énergies supérieures des logiciels de S. Snowden. L'information sur l'énergie des photons est donc perdue alors qu'elle est nécessaire pour déterminer la température T d'équilibre du plasma. Nous

verrons comment obtenir cette température dans la section suivante. Tout d'abord, les paramètres cités précédemment étant supposés donnés, voyons comment obtenir la masse de gaz et la masse dynamique d'un amas.

2.3.2 Calcul de masses

Calcul de la masse de gaz

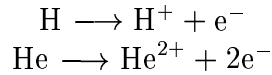
Si le plasma était constitué uniquement d'hydrogène totalement ionisé, la masse de gaz à l'intérieur d'une sphère de rayon R serait égale à :

$$M_{gaz}(R) = 4\pi m_p \int_0^R n(r) r^2 dr \quad (2.18)$$

avec m_p la masse du proton et n la densité numérique des ions H^+ égale ici à celle des électrons. On néglige la masse des électrons devant celle des protons.

On suppose maintenant que le plasma a la même composition que le plasma primordial et donc contient 75% d'hydrogène et 25% d'hélium en masse, ces deux atomes étant totalement ionisés.

On a donc les réactions totales suivantes :



Comme la masse d'un noyau d'hélium est 4 fois plus grande que celle du noyau d'hydrogène, 7.7% (1/13) des ions sont des ions He^{2+} et 92,3% (12/13) des ions H^+ . La masse volumique de gaz s'écrit

$$\rho_{gaz} = m_p n_{H^+} + 4m_p n_{He^{2+}} \quad (2.19)$$

avec n_{H^+} et $n_{He^{2+}}$ les densités numériques des ions H^+ et He^{2+} . Or $n_{He^{2+}} = \frac{1}{12} n_{H^+}$, d'où

$$\rho_{gaz} = m_p \left(1 + \frac{1}{3}\right) n_{H^+} \quad (2.20)$$

On appelle n_e la densité numérique des électrons. Les électrons proviennent de l'hydrogène et de l'hélium suivant les réactions totales précédentes. On obtient ainsi $n_e = n_{H^+} + 2 n_{He^{2+}}$ soit $n_e = n_{H^+} \left(1 + \frac{1}{6}\right)$ ce qui donne en remplaçant dans l'équation 2.20 :

$$\rho_{gaz} = m_p \left(1 + \frac{1}{3}\right) \frac{n_e}{1 + \frac{1}{6}} = m_p 1.14 n_e \quad (2.21)$$

Si on considère que le plasma est constitué d'hydrogène et d'hélium complètement ionisés avec une composition primordiale, on a l'émissivité (voir l'équation 2.2) qui s'écrit :

$$\varepsilon_\nu^{ff}(\mathbf{r}) = \Lambda(T) n_e(\mathbf{r}) (n_{H^+}(\mathbf{r}) + 4n_{He^{2+}}(\mathbf{r})) = \Lambda(T) n_e(\mathbf{r})^2 1.14 \quad (2.22)$$

avec $\Lambda(T)$ une fonction qui ne dépend que de la température.

C'est pourquoi si on considère que le gaz est composé uniquement de noyaux d'hydrogène et d'électrons, on surestime n_0 et I_0 (donnés dans les équations 2.10 et 2.11) dans l'ajustement de l'émissivité de $\sqrt{1.14}$.

On a donc l'équation 2.21 qui s'écrit:

$$\rho_{gaz} = m_p \frac{1.14}{\sqrt{1.14}} n = m_p 1.06 n \quad (2.23)$$

avec n la densité électronique obtenue dans le cas d'un plasma d'hydrogène ionisé.

A partir de maintenant, sauf précision contraire, je considérerai que le plasma est constitué d'hydrogène et d'hélium complètement ionisés. Les résultats sur les différents paramètres et a fortiori sur les masses tiendront compte de ce fait. En tenant compte de l'équation 2.21, la masse de gaz s'écrit:

$$M_{gaz}(R) = 4\pi 1.14 m_p \int_0^R n_e(r) r^2 dr \quad (2.24)$$

avec n_e la densité électronique obtenue dans le cas d'un plasma d'hydrogène et d'hélium ionisés.

Si la densité n_e est un β -modèle (voir l'équation 2.10), et si l'on exprime les rayons en kpc, la densité centrale, n_0 , en unité de 10^{-3}cm^{-3} et la masse de gaz en masses solaires ($M_\odot = 1.989 \cdot 10^{30}$ kg), on a:

$$M_{gaz}(R) = 3.082 \cdot 10^5 \cdot 1.14 n_0 \int_0^R \frac{r^2}{(1 + (\frac{r}{r_c})^2)^{\frac{3}{2}\beta}} dr h_{50}^{-\frac{5}{2}} M_\odot \quad (2.25)$$

ce qui s'écrit encore dans le cas de l'ellipsoïde allongé (avec $\epsilon < 1$)

$$M_{gaz}(R) = \epsilon^2 3.082 \cdot 10^5 \cdot 1.14 n_0 \frac{R^3}{3} F[\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\beta; \frac{5}{2}; -(\frac{r}{r_c})^2] h_{50}^{-\frac{5}{2}} M_\odot \quad (2.26)$$

avec F une fonction hypergéométrique définie par

$$F[a, b; c; z] = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \int_0^1 t^{b-1} (1-t)^{c-b-1} (1-tz)^{-a} dt \quad (2.27)$$

$\Gamma(z)$ étant la fonction gamma d'Euler, $\Gamma(z) = \int_0^\infty t^{z-1} e^{-t} dt$.

Dans le cas de l'ellipsoïde aplati, le facteur multiplicatif est ϵ au lieu de ϵ^2 .

Enfin si la densité n_e est une loi de Mellier-Mathez modifiée, avec les mêmes unités pour les rayons et la masse et I_0 , en unité de 10^{-3}cm^{-3} ,

$$M_{gaz}(R) = 3.082 \cdot 10^5 \cdot 1.14 I_0 \int_0^R r^2 (\frac{r}{a})^{-p} \exp[-(\frac{r}{a})^\nu] dr h_{50}^{-\frac{5}{2}} M_\odot \quad (2.28)$$

ce qui donne dans le cas de l'ellipsoïde allongé

$$M_{gaz}(R) = \epsilon^2 3.082 \cdot 10^5 \cdot 1.14 I_0 \frac{a^3}{\nu} \gamma[\frac{3-p}{\nu}, (\frac{R}{a})^\nu] h_{50}^{-\frac{5}{2}} M_\odot \quad (2.29)$$

avec $\gamma[a,z]$ la fonction gamma incomplète définie par $\gamma[a,z] = \int_0^z t^{a-1} e^{-t} dt$. Dans le cas de l'ellipsoïde aplati, le facteur multiplicatif est encore ϵ au lieu de ϵ^2 . On résout ces équations numériquement.

Calcul de la masse dynamique

En général, le temps de refroidissement dû au Bremsstrahlung est plus grand que le temps mis par le son pour traverser l'amas (Sarazin 1986). Dans ce cas, le gaz peut être considéré comme un fluide à l'équilibre hydrostatique à l'intérieur du potentiel gravitationnel de l'amas. Ainsi on peut considérer que la seule interaction entre le gaz, les galaxies et la matière noire est la gravitation.

On a donc l'équation d'équilibre hydrostatique du gaz dans le potentiel gravitationnel ϕ de l'amas, en supposant une symétrie sphérique ($r = 0$ correspondant au centre de l'amas):

$$\mathbf{grad}P(r) = \rho_{gaz}(r)\mathbf{g}(r) = -\rho_{gaz}(r)\mathbf{grad}\phi(r) \quad (2.30)$$

P étant la pression du gaz et \mathbf{g} le champ de gravitation créé par la masse $M_{dyn}(r)$ contenue à l'intérieur de la sphère de rayon r . On a donc $g(r) = \frac{GM_{dyn}(r)}{r^2}$ et en projetant sur un rayon:

$$M_{dyn}(r) = -\frac{r^2}{G} \frac{1}{\rho_{gaz}(r)} \frac{dP(r)}{dr} \quad (2.31)$$

Si on considère le gaz X comme un gaz parfait composé d'ions H^+ , He^{2+} et d'électrons, et si on considère que la température des ions est égale à celle des électrons, on a:

$$P(r) = \frac{\rho_{gaz}(r)}{M} RT(r) \quad (2.32)$$

avec M et T la masse molaire et la température; R représente la constante des gaz parfaits. Teyssier (1996) a simulé un amas de type Coma et a montré que la température des ions et des électrons étaient égales dans les régions internes ($r \leq r_{200}$) et différentes dans les régions externes ($r \geq r_{200}$) de l'amas; r_{200} est le rayon pour lequel le contraste de densité moyen $\bar{\delta}$ vaut 200 ($\bar{\delta} = \bar{\rho}/\rho_c$ avec $\bar{\rho}$ la masse volumique moyenne de l'amas et ρ_c la masse volumique critique pour laquelle l'univers a une géométrie plane). Pour cet amas simulé, on a $r_{200} = 3.2 h_{50}^{-1}$ Mpc. Les ajustements qui sont présentés dans cette thèse se font dans des régions de rayon inférieur à cette distance où l'hypothèse d'égalité des températures est donc valable.

La masse molaire du gaz est $M = \mu m_p \mathcal{N}$ avec μm_p la masse moyenne d'une particule (ion ou électron) du plasma; les électrons sont comptés dans les particules car ils interviennent dans la pression; \mathcal{N} représente le nombre d'Avogadro. On a $\mu m_p = \frac{m_p n_{H^+} + 4m_p n_{He^{2+}}}{2n_{H^+} + 3n_{He^{2+}}}$.

Comme $n_{He^{2+}} = \frac{1}{12} n_{H^+}$, on trouve $\mu = 0.593$. Dans la suite des calculs, on prendra $\mu = 0.6$.

En dérivant l'équation 2.32, en remplaçant dans l'équation 2.31 et en utilisant le fait que

$R = k\mathcal{N}$ avec k la constante de Boltzmann, on obtient:

$$M_{dyn}(r) = -\frac{r^2}{G} \frac{k}{\mu m_p} T(r) \left(\frac{1}{T(r)} \frac{dT(r)}{dr} + \frac{1}{\rho_{gaz}(r)} \frac{d\rho_{gaz}(r)}{dr} \right) \quad (2.33)$$

On fait maintenant l'hypothèse que le gaz est isotherme à la température T_X . Cette hypothèse est vérifiée, à un facteur 1.5-2 près, dans des observations (Mushotzky (1994) et pour un échantillon de 30 amas proches voir Markevitch et al. (1998), le satellite ASCA étant à chaque fois utilisé) et dans des simulations numériques (Evrard 1996). En supposant que la masse volumique du gaz est donnée par le β -modèle, on a:

$$M_{dyn}(r) = \frac{3\beta}{G} \frac{kT_X r}{\mu m_p} \frac{(r/r_c)^2}{1 + (r/r_c)^2} \quad (2.34)$$

Enfin, si la température est exprimée en keV, les rayons en kpc, la masse dynamique en masses solaires, et si on tient compte de la géométrie de l'amas, on obtient dans le cas de l'ellipsoïde allongé:

$$M_{dyn}(r) = \epsilon^2 3.74 \cdot 10^{10} 3\beta T_X \frac{r^3}{r_c^2 + r^2} h_{50}^{-1} M_\odot \quad (2.35)$$

avec $\epsilon (\leq 1)$ le rapport d'axes.

Si on suppose maintenant que la masse volumique du gaz est donnée par une loi de Mellier-Mathez modifiée (voir l'équation 2.11), on obtient:

$$M_{dyn}(r) = \epsilon^2 3.74 \cdot 10^{10} r T_X (p + \nu(r/a)^\nu) h_{50}^{-1} M_\odot \quad (2.36)$$

lorsque la température est exprimée en keV et les rayons en kpc. Dans le cas de l'ellipsoïde aplati le facteur multiplicatif des equations 2.35 et 2.36 est ϵ au lieu de ϵ^2 .

On constate que la masse dynamique est proportionnelle à la température du gaz. Je vais décrire maintenant la méthode générale utilisée pour déterminer la température des électrons supposée égale à celle des ions.

2.4 Analyse spectrale

Pour déterminer la température d'un amas ou d'une région de l'amas je me suis servi des logiciels d'ajustement spectraux d'EXSAS (Zimmerman 1994). Le modèle que j'ai utilisé principalement est le modèle de plasma de Raymond-Smith (Raymond & Smith 1977) multiplié par le terme traduisant l'absorption des photons par l'hydrogène neutre. Les paramètres que l'on peut laisser libres sont: la densité de colonne d'hydrogène, l'abondance en métaux, un facteur de normalisation et la température. On peut indiquer également le décalage vers le rouge de l'amas étudié. Ce modèle de plasma est composé d'un spectre continu Bremsstrahlung avec des raies d'émission. La valeur de la densité de colonne d'hydrogène influera surtout sur la forme du spectre aux énergies inférieures à 0.5 keV, la température donnera la pente du spectre aux énergies plus élevées et la métallicité combinée avec la température, la force des raies.

Les intervalles de temps déterminés au paragraphe 2.1 contenant les données contaminées par des événements extérieurs à l'amas étudié, sont supprimés. Les données sont aussi corrigées du rendement du détecteur, fonction de l'énergie et de la position du photon. L'ajustement se fait par la méthode du χ^2 .

Les valeurs déterminées par les ajustements sont obtenues à partir d'images à deux dimensions donc intégrées sur la ligne de visée. Ainsi si la température, par exemple, est constante sur cette ligne de visée, les résultats obtenus seront une bonne représentation de la température du plasma dans le volume considéré. Par contre s'il existe des variations de température sur la ligne de visée ou si dans une même région de l'espace coexistent deux ou plusieurs phases à des températures différentes, la température déterminée par l'ajustement n'aura plus de sens physique. On pourra alors utiliser plusieurs modèles de Raymond-Smith avec des caractéristiques différentes, en sachant que si le nombre de modèles devient trop important (dépassé 2 avec ROSAT), les incertitudes sur les différents paramètres deviennent trop grandes et on ne peut plus rien conclure. Les incertitudes sont dues à la résolution en énergie de ROSAT dont l'expression a été donnée dans l'équation 2.1.

La connaissance de la température permet donc de synthétiser une image X semblable aux données en faisant varier les paramètres caractérisant la densité et la géométrie de l'amas. Notre modèle s'applique pour des amas à symétrie sphérique ou elliptique. Ainsi s'il existe des sous-structures ou des sources ponctuelles émettant en X, il faudra les exclure de l'ajustement. Ces sous-structures sont détectées en utilisant l'analyse en ondelettes.

2.5 Analyse en ondelettes

L'analyse en ondelettes a été appliquée au traitement du signal dans les années 1980 (Meyer et al. 1987). On sait que pour étudier les signaux périodiques on peut utiliser la transformée de Fourier; pour les signaux non périodiques la transformée en ondelettes est l'outil le mieux adapté. Dans le cas d'images, on utilise les ondelettes espace-échelle pour déterminer la localisation des structures qui apparaissent aux différentes échelles spatiales. Deux opérations réciproques sont mises en jeu: l'analyse et la synthèse. Pour effectuer l'analyse du signal, on le décompose en somme de constituants simples appelés ondelettes. A une dimension, les ondelettes engendrées par l'ondelette mère ψ sont définies par:

$$\psi(a,b)(x) = \frac{1}{\sqrt{a}}\psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \quad (2.37)$$

a représentant l'échelle et b la localisation (l'espace). Les coefficients d'ondelettes $w(a,b)$ sont définis par:

$$w(a,b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\psi^*(a,b)(x)dx \quad (2.38)$$

$f(x)$ étant la fonction représentant le signal et \star indiquant la fonction complexe conjugué. Ils donnent une information directe sur l'échelle de la structure détectée à un endroit

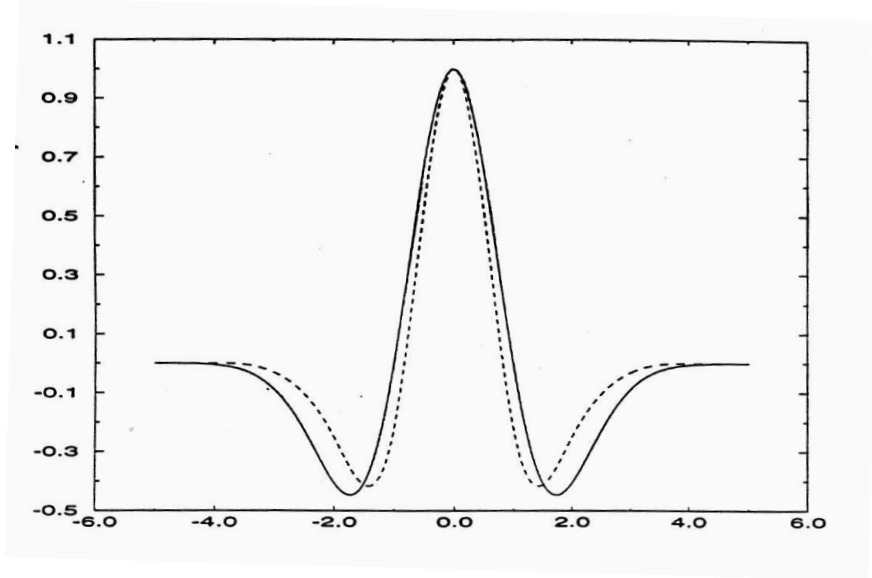


FIG. 2.4 – Coupe suivant l'axe (Ox) du chapeau mexicain d'équation $\psi(r) = (2 - r^2)e^{-\frac{r^2}{2}}$ (trait gras) et de l'ondelette mère à une dimension définie dans l'équation 2.40 (trait en pointillés). Les courbes sont normalisées à leur valeur en 0.

donné de l'image. La synthèse donne les règles permettant de reconstruire un signal à partir des coefficients $w(a,b)$ fourni par l'analyse.

Les logiciels que j'ai utilisés sont ceux développés par l'équipe de l'Observatoire de Nice. Les bases des algorithmes sont décrites dans Slezak et al. (1994) et on peut trouver une description plus complète dans la thèse de Frédéric Rué (1996). J'ai pu bénéficier des différentes versions des logiciels dont les différences sont expliquées dans l'Appendice de l'Annexe A.2.

L'ondelette mère $\psi(x)$ est obtenue à partir d'une fonction d'échelle B-spline cubique

$$\phi(x) = \frac{|x-2|^3 - 4|x-1|^3 + 6|x|^3 - 4|x+1|^3 + |x+2|^3}{12} \quad (2.39)$$

par

$$\psi(x) = \phi(x) - \frac{1}{2}\phi\left(\frac{x}{2}\right) \quad (2.40)$$

C'est une fonction oscillante telle que $\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x)dx = 0$, qui s'approche du chapeau mexicain (cf. figure 2.4) mais qui a des propriétés algorithmiques plus intéressantes.

Les structures sont détectées grâce à la valeur du maximum local des coefficients d'ondelettes. Les objets détectés le sont à un certain niveau (3σ par exemple) au dessus du bruit supposé poissonien. Ils sont classés en fonction de leur échelle caractéristique et reconstruits correctement à partir des informations à cette échelle et à l'échelle juste inférieure si les coefficients d'ondelettes présentent un maximum local pour deux échelles consécutives. Après cette étape d'analyse, on a une série d'objets individuels qui ont chacun une échelle

caractéristique. Les objets sont alors reconstruits (étape de synthèse) et grâce à la linéarité de la transformation en ondelettes, l'image reconstruite finale, où le bruit a été supprimé, est obtenue en faisant la somme de tous les objets individuels. De même, on peut supprimer certains objets de la reconstruction. Ceci est utile lorsqu'on veut voir uniquement la structure à grande échelle de l'émission X; dans ce cas, on ne reconstruit pas les objets apparaissant aux échelles spatiales les plus petites, en laissant apparaître uniquement les objets aux grandes échelles. Les objets appartenant à l'échelle 1 sont appelés non résolus car il n'existe pas de coefficients d'ondelettes à l'échelle inférieure. Ces objets ne sont pas reconstruits correctement (dans l'avant dernière version des logiciels) et peuvent induire des artéfacts en particulier lorsqu'il ne sont pas pris en compte dans la reconstruction.

Il peut arriver qu'une structure très brillante génère des coefficients d'ondelettes à toutes les échelles masquant une structure plus étendue et moins brillante. Pour détecter cette dernière, le modèle est appliqué 2 fois. A la fin de la première étape les objets reconstruits sont soustraits de l'image de départ et on applique une nouvelle fois les programmes pour détecter les objets étendus qui auraient été masqués par les objets brillants d'échelle plus petite. Les objets détectés dans la seconde étape sont ajoutés à ceux détectés à la première pour former l'image reconstruite finale. La dernière version des logiciels (Rué & Vandame 1997) supprime en partie cette manière de faire et permet de détecter la plus grande partie des structures en une étape.

Chapitre 3

Etude de l'amas Abell 85

Dans ce chapitre je présente tout d'abord ce que l'on connaissait de l'amas Abell 85 lorsque j'ai commencé ma thèse. Ensuite, j'expose les résultats obtenus en analysant les données du PSPC et du HRI de ROSAT. Pour commencer, je parle des informations obtenues sur les sous structures aux différentes échelles spatiales, grâce à l'analyse en ondelettes; ensuite les données spectrales du PSPC me permettent d'obtenir des renseignements sur la température, la métallicité de l'amas et sur la densité de colonne d'hydrogène. Avec les résultats du programme d'ajustement je calcule la masse de gaz et, en utilisant l'hypothèse d'équilibre hydrostatique, la masse de matière noire et les différents paramètres caractérisant les courants de refroidissement. J'essaie enfin, en faisant des corrélations avec les données radio et optique, de tracer une image dynamique de l'amas Abell 85.

3.1 Présentation de l'amas Abell 85 et des données X

3.1.1 L'amas Abell 85

Abell 85 est un amas de richesse 1 (Abell 1958), de type I dans la classification de Bautz-Morgan (Leir & van den Bergh 1977) et de type cD dans celle de Rood-Sastry (Struble & Rood 1987). Le décalage vers le rouge de cet amas est de 0.0555. La galaxie cD qui caractérise l'amas ne renferme pas de noyau actif (Colless, communication privée). Les études précédentes ont mis en évidence l'existence dans l'amas d'une double structure en X: une structure principale et une sous structure au sud (Forman & Jones 1982, Gerbal et al. 1992). De plus un courant de refroidissement semble exister au centre de l'amas (Prestwich et al. 1995).

A partir des données du satellite Einstein, Gerbal et al. (1992) ont trouvé les principaux paramètres physiques caractérisant le gaz X. Le rayon de cœur et le paramètre β sont petits ($r_c \simeq 40 h_{50}^{-1}$ kpc et $\beta \simeq 0.44$) même si la région centrale où se trouve le courant de refroidissement est exclue de l'ajustement, la température est constante et la matière

noire est plus concentrée que le gaz X. Il est à noter qu'avec les mêmes données mais avec une méthode de traitement différente, Jones & Forman (1984) avaient trouvé $r_c \simeq 225 h_{50}^{-1}$ kpc et $\beta \simeq 0.62$ en excluant la partie centrale. David et al. (1993) ont trouvé une température globale de 6.2 ± 0.4 keV avec les données du MPC (*Monitor Proportional Counter*) du satellite Einstein et Gerbal et al. (1992) 9 ± 4.5 keV avec les données de l'IPC (*Imaging Proportional Counter*).

La densité centrale vaut $8.5 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-3}$ pour Stewart et al. (1984) avec les données de l'IPC d'Einstein en utilisant la méthode de déprojection décrite dans Fabian et al. (1981), mais il n'y a pas de convolution du modèle avec la fonction d'appareil de l'IPC lors de l'ajustement. Les auteurs signalent que cette valeur peut être sous estimée jusqu'à 3 fois puisque la diffraction étale la lumière de la région centrale vers les régions externes, ce qui a pour effet de réduire l'émissivité au centre. Avec les mêmes données mais une méthode d'ajustement différente, Gerbal et al. (1992) ont pris en compte la fonction d'appareil et trouvent $n_0 \simeq 26 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-3}$ lorsque la région centrale est prise en compte et $n_0 \simeq 20 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-3}$ lorsque la région centrale est exclue de l'ajustement. En excluant la région centrale, Jones & Forman (1984) avaient trouvé $n_0 \simeq 5.5 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-3}$ en prenant en compte la fonction d'appareil.

La luminosité X de l'amas dans la bande 0.1-2.4 keV, obtenue avec les données du balayage systématique du ciel effectué par ROSAT, est de $1.07 \cdot 10^{45} \text{erg.s}^{-1}$ (Baier & Wipper 1995, Ebeling 1993), q_0 étant fixé à 1.

L'observation de l'amas par Prestwich et al. (1995) avec le HRI de ROSAT a montré l'existence au centre, de petites zones émettrices brillantes de 8-16 h_{50}^{-1} kpc qui ne peuvent pas être identifiées avec des galaxies individuelles et qui ne semblent pas provenir de sources d'avant ou d'arrière plan. Ils pensent que ces zones pourraient être soit plus froides et denses que le gaz X environnant, soit du gaz chaud et dense comprimé par des champs magnétiques. Plusieurs auteurs ont estimé la masse déposée au centre de l'amas par les courants de refroidissement. On peut en trouver une liste exhaustive dans Baier & Wipper (1995). Par exemple, avec les données de l'IPC du satellite Einstein, Stewart et al. (1984) trouvent $\dot{M} \simeq 100 M_{\odot}/\text{an}$ (avec une incertitude de l'ordre d'un facteur ≤ 2). Ce sont les données du SSS (*Solid State Spectrometer*) d'Einstein qui conduisent aux valeurs les plus grandes; White et al. (1991) trouvent $\dot{M} = 290_{-130}^{+138} M_{\odot}/\text{an}$ en ajustant des spectres.

Lorsque j'ai commencé ma thèse, il existait en optique un catalogue photométrique incomplet fait par Murphy (1984) et on connaissait le décalage vers le rouge de 150 galaxies dans la direction de l'amas (Beers et al. 1991, Malumuth et al. 1992).

3.1.2 Les données ROSAT

Nous avons analysé les données obtenues avec le PSPC et le HRI de ROSAT.

Les données du PSPC

L'amas Abell 85 a été observé sur la demande de R. Schwarz le 20 décembre 1991 et le 11 juin 1992 pour un total de 5709 secondes (observation WG800174P), et sur la demande de C. Jones le 1^{er} juillet 1992 pendant 10240 secondes (observation US800250P). C'est le PSPC-B qui a été utilisé pour ces observations pointées. Le centre de la première observation a pour coordonnées (J2000) $\alpha = 00^{\text{h}} 41^{\text{m}} 50.4^{\text{s}}$, $\delta = -09^{\circ} 17' 24''$ et celui de la deuxième observation $\alpha = 00^{\text{h}} 41^{\text{m}} 50.4^{\text{s}}$, $\delta = -09^{\circ} 17' 00''$. A l'exception de l'analyse en ondelettes les observations ont été regroupées pour minimiser les incertitudes sur les différents paramètres. Les opérations de fusion des données ont été effectuées par les logiciels d'XSAS pour la partie spectrale et par ceux de S. Snowden pour la partie spatiale.

Les données du HRI

Abell 85 a été observé le 24 juin 1992 par le HRI de ROSAT pendant 17351 secondes. La demande d'observation (US800271H) a été faite par A. Prestwich.

3.2 Courants de refroidissement

L'amas Abell 85 semble posséder des courants de refroidissement. Je vais expliquer en quoi consiste ce phénomène. Je parlerai ici uniquement du refroidissement monophasé qui suppose un milieu intra-amas homogène. Dans le dernier chapitre, je discuterai un peu d'un modèle plus réaliste avec la possibilité pour le plasma d'être présent sous plusieurs phases.

Le gaz se refroidit parce qu'il rayonne de l'énergie. Lorsque l'équilibre chimique est atteint, la puissance rayonnée par unité de volume est égale à $n_e^2 \Lambda(T)$ avec $\Lambda(T)$ la fonction de refroidissement qui ne dépend que de la température et n_e la densité numérique d'électrons. La fonction de refroidissement est représentée dans la thèse de Teyssier (1996) et reprise dans l'annexe B. Pour des températures supérieures à 10^7 K (0.86 keV), le Bremsstrahlung thermique est le processus de rayonnement dominant. Dans les calculs qui vont suivre, on va supposer que le gaz rayonne uniquement de cette façon. On peut constater que la puissance rayonnée est proportionnelle au carré de la densité du gaz. Ainsi dans les régions centrales des amas où la densité est plus forte, les pertes par rayonnement sont plus grandes. La température du gaz diminue donc au centre et la pression du milieu environnant est suffisamment forte pour qu'il y ait un flux de matière vers le centre. C'est le phénomène de courants de refroidissement. L'accumulation de matière au centre formerait des étoiles au niveau des galaxies centrales des amas (Cowie & Binney 1977).

On va calculer la masse de gaz qui tombe par an au cœur de l'amas dans un modèle à symétrie sphérique. Pour cela, on suppose un courant de refroidissement stationnaire, de

vitesse de chute $v(r)$ (radiale) très inférieure à celle du son dans le milieu. On suppose de plus qu'il n'y a pas d'injection de matière dans le milieu, matière qui pourrait être créée par des explosions de supernovae par exemple. On a donc $\frac{d}{dt}\rho_{gaz}(r) = 0$ avec ρ_{gaz} la masse volumique du gaz. Le débit de masse sortant de la coquille sphérique de rayon r est donc constant et égal à:

$$\dot{M}(r) = \frac{dM}{dt}(r) = -4\pi r^2 \rho_{gaz} v = \text{cte} \quad (3.1)$$

avec \mathbf{v} la vitesse (radiale) du fluide dirigée vers le centre de l'amas.

La conservation de l'énergie, E , à travers une coquille sphérique de surface S entourant le volume V s'écrit:

$$\int \int_S e \mathbf{v} d\mathbf{S} + \int \int \int_V \varepsilon^{ff} dV = \int \int \int_V (\varepsilon^{ff} + \text{div} e \mathbf{v}) dV = \frac{dE}{dt} = 0 \quad (3.2)$$

ceci s'il n'y a pas de source ou de puits d'énergie.

Voyons la signification des différents termes: ε^{ff} représente la puissance par unité de volume rayonnée à travers la coquille sphérique par Bremsstrahlung; e est l'énergie volumique. On a:

$$e = \rho_{gaz} \left(\frac{v^2}{2} + \phi + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho_{gaz}} \right) \quad (3.3)$$

en supposant que le gaz se comporte de façon adiabatique quasistatique, c'est à dire que la relation entre P et ρ est $P \rho^{-\gamma} = \text{cte}$. Le premier terme est le terme d'énergie cinétique, le second, le terme d'énergie potentielle (ϕ est le potentiel gravitationnel), et le troisième terme traduit l'énergie due à la pression sur la surface S .

Avec le même raisonnement que dans le paragraphe sur le calcul de la masse dynamique, on a $P = \frac{\rho_{gaz} kT}{\mu m_p}$. De plus, $\gamma = \frac{5}{3}$ car le plasma est composé de particules monoatomiques. Enfin si on exprime la divergence en coordonnées sphériques, l'équation 3.2 valable pour tout volume élémentaire dV s'écrit:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r^2 \rho_{gaz} v \left(\frac{v^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{kT}{\mu m_p} + \phi \right)] = -\varepsilon^{ff} \quad (3.4)$$

On peut faire plusieurs remarques:

- La vitesse du son dans le plasma considéré comme un gaz parfait vaut: $v_s = \sqrt{\gamma P / \rho_{gaz}}$; si on utilise l'expression de P ci-dessus, on a $v_s^2 = \frac{5}{3} \frac{kT}{\mu m_p}$. Or, on a supposé que $v(r) \ll v_s$ d'où on peut négliger $\frac{v^2}{2}$ devant le terme $\frac{5}{2} \frac{kT}{\mu m_p}$.
- D'après l'équation 3.1, on peut sortir le terme $r^2 \rho_{gaz} v$ de la dérivée.

Si on considère le cas isotherme, $\frac{dT}{dr} = 0$, on obtient en utilisant l'équation 3.1 et le fait que $\frac{d\phi}{dr} = \frac{GM_{dyn}(r)}{r^2}$:

$$\dot{M}(r) = \frac{4\pi r^4 \varepsilon^{ff}}{GM_{dyn}(r)} \quad (3.5)$$

D'après Sarazin (1986),

$$\varepsilon^{ff} = 1.435 \cdot 10^{-27} g^{ff} T^{\frac{1}{2}} n_e \sum_i Z_i^2 n_i \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.6)$$

avec g^{ff} le facteur de Gaunt, Z_i et n_i la charge et la densité de l'ion i . Si le plasma est constitué d'hydrogène et d'hélium, et si l'on prend $g^{ff} = 1.1$, on obtient:

$$\varepsilon^{ff} = 1.8 \cdot 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} n_e^2 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.7)$$

On utilise l'expression de la masse dynamique donnée dans l'équation 2.34, on exprime les rayons en kpc, la température en keV, n_0 , en cm^{-3} et on obtient:

$$\dot{M}(r) \approx \frac{7.4 n_0^2 (1 + (\frac{r}{r_c})^2)^{1-3\beta} r_c^2 r}{\beta T^{\frac{1}{2}}} h_{50}^{-2} M_{\odot} / \text{an} \quad (3.8)$$

Avec l'expression de la masse dynamique de l'équation 2.36 obtenue à partir de la loi de Mellier-Mathez modifiée, on obtient:

$$\dot{M}(r) \approx 22.3 \frac{r^3}{T^{\frac{1}{2}}} I_0^2 \frac{(\frac{r}{a})^{-2p} \exp^{-2(\frac{r}{a})^\gamma}}{p + \gamma(\frac{r}{a})^\gamma} h_{50}^{-2} M_{\odot} / \text{an} \quad (3.9)$$

si on exprime la température en keV, les rayons en kpc, et I_0 , en cm^{-3} .

On va chercher maintenant R_{ref} la plus grande valeur du rayon r pour lequel le phénomène de courant de refroidissement a lieu. On calculera alors la valeur de \dot{M} pour ce rayon.

On considère que le phénomène de courant de refroidissement a lieu lorsque le temps caractéristique de refroidissement t_{ref} ("cooling time") est plus petit que l'âge de l'amas. On définit t_{ref} comme le rapport entre l'énergie thermique des particules du plasma hydrogène-hélium et l'énergie rayonnée par ces particules par unité de temps (Binney & Tremaine 1987). On a:

$$t_{ref} = \frac{\frac{3}{2} k T (n_e + n_{H^+} + n_{He^{2+}})}{\varepsilon^{ff}} \quad (3.10)$$

avec ε^{ff} donné dans l'équation 3.7.

On peut exprimer t_{ref} en fonction de la densité numérique électronique et de la température en utilisant les relations entre les densités numériques des particules utilisées dans le paragraphe sur le calcul de la masse de gaz. On obtient:

$$t_{ref} = 7.5 \cdot 10^{14} \frac{T^{\frac{1}{2}}}{n_e} \text{ s} \quad (3.11)$$

lorsque la température est exprimée en keV et n_e en cm^{-3} .

Généralement on prend comme limite supérieure de l'âge de l'amas, l'âge de l'univers dont un ordre de grandeur est l'inverse de la constante de Hubble, $H_0^{-1} = 6.2 \cdot 10^{17} \text{ s} = 1.96 \cdot 10^{10} \text{ an}$.

La relation $t_{ref} \leq H_0^{-1}$ se traduit par:

$$r \leq r_c \left(\left(822.7 \frac{n_0}{T^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{2}{3\beta}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} = R_{ref} \quad (3.12)$$

lorsqu'on remplace n_e par un β -modèle (équation 2.10) et si la température est exprimée en keV et n_0 en cm^{-3} .

Lorsque n_e est paramétrisée par une loi de Mellier-Mathez modifiée (équation 2.11), trouver R_{ref} revient à résoudre numériquement l'équation de variable r

$$1.21 \cdot 10^{-3} \frac{T^{\frac{1}{2}}}{I_0} = \left(\frac{r}{a}\right)^{-p} \exp\left[-\left(\frac{r}{a}\right)^\nu\right] \quad (3.13)$$

avec T en keV et I_0 en cm^{-3} .

Une fois trouvé R_{ref} , on introduit cette valeur dans les équations 3.8 et 3.9 pour obtenir $\dot{M}(R_{ref})$. C'est cette valeur qui sera indiquée dans le paragraphe 3.5 et dans le chapitre 5.

3.3 Résultats de l'analyse en ondelettes

3.3.1 Analyse des données du PSPC

Les 2 observations ne sont pas sommées pour l'analyse en ondelettes, de manière à pouvoir les comparer. On échantillonne les images pour que la taille du pixel soit de $15''$, ce qui correspond à $22.0 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ à la distance de l'amas. On appellera l'image issue de l'observation WG800174P l'image allemande et celle provenant de US800250P l'image américaine. L'analyse est effectuée dans une région de taille $27.5' \times 27.5'$ avec la galaxie cD approximativement au centre de l'image. Les images ne sont pas corrigées du rendement, ce qui ne change pas significativement les résultats de l'analyse en ondelettes lorsque celle-ci est effectuée dans les $40'$ de diamètre du cercle central du PSPC (voir figure 2.2). C'est l'avant dernière version des logiciels d'ondelettes qui a été utilisée pour cette étude (voir paragraphe 2.4). Les images reconstruites sont présentées sur la figure 3.1. Les surdensités X sont indiquées par des lettres.

Les deux images présentent des caractéristiques générales semblables - une *structure principale* et une *sous structure au sud* - mais la surdensité J présente sur l'image américaine est absente de l'image allemande. C'est le contraire pour B. Il semble que ces structures ne représentent rien de physique et soient des artéfacts (particules énergétiques, rayons X solaires,...) présents dans les données brutes. Nous allons discuter en détail ci-dessous des structures communes aux 2 images. Il est à noter que l'image reconstruite avec la dernière version des logiciels d'ondelettes a les mêmes caractéristiques générales que les deux images précédentes (voir la figure 4.2 du chapitre 4).

En faisant la transformée en ondelettes de ces images, on peut voir la distribution spatiale de l'émission X aux différentes échelles. Je présente sur la figure 3.2 le plan 2 de la transformée en ondelettes de l'image allemande, c'est à dire la carte des valeurs des coefficients $w(a,b)$ de l'équation 2.38 (adaptée au cas discret) pour a valant 2 pixels ($30''$). Les détails de l'image à l'échelle de la fonction d'appareil sont ainsi visibles. Le plan 2 de la transformée en ondelettes de l'image américaine est très semblable à celui de l'image allemande et n'est pas présenté ici.

Biviano et al. (1996) ont montré que les plans d'ondelettes aux échelles 1 ou 2 pixels

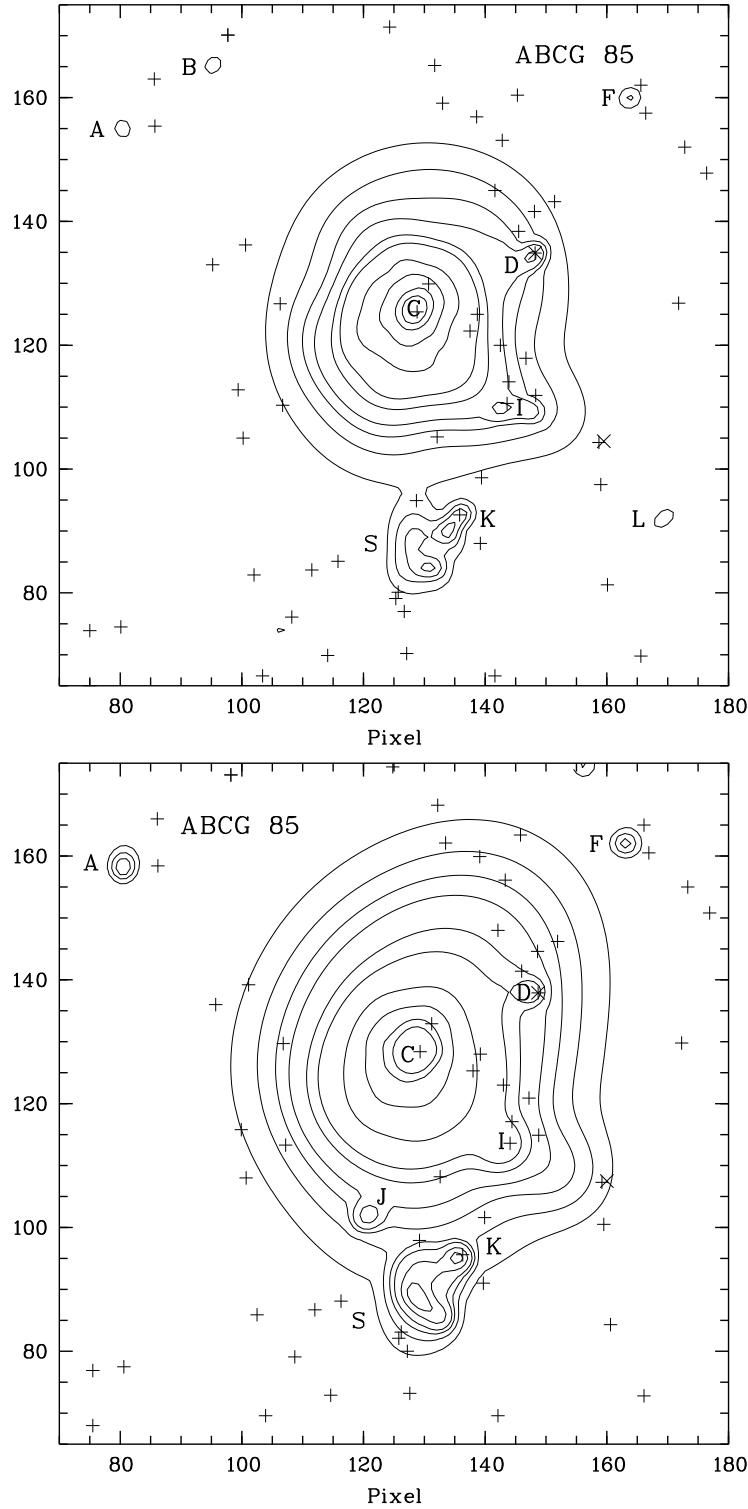


FIG. 3.1 – Images reconstruites. En haut, l'image allemande; en bas, l'image américaine. Les isocontours ont pour valeur: 1,2,3,4,6,8,16,32,64,96. Les croix indiquent les positions des galaxies appartenant à l'amas (vitesses d'éloignement comprises entre 13300 et 20000 km/s) et de magnitudes plus brillantes que $R=17$ (exclu). Les astérisques indiquent les galaxies à noyau actif. Le nord est en haut et l'est à gauche comme dans toutes les figures qui suivent. Les axes sont gradués en pixels de $15''$ chacun.

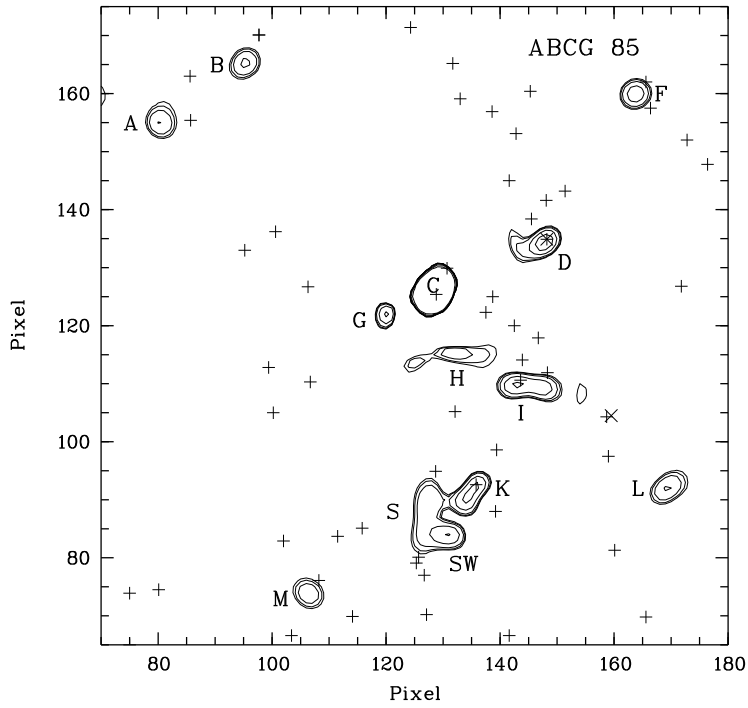


FIG. 3.2 – Transformée en ondelettes à l'échelle de 2 pixels de l'image allemande. Les isocontours ont pour valeur: 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2. Les symboles sont les mêmes que pour la figure 3.1.

TAB. 3.1 – *Liste des galaxies émettant en X.*

Nom	coordonnées		α		δ		cz	R	Qualité
	ROSAT		(J2000.0)		(J2000.0)		km/s		
	(pixels)								
C (cD)	128.8	125.4	0 41	50.07	-9 18	10.41	16734	12.9	s
D (A85-F)	148.2	134.9	0 41	30.39	-9 15	48.15	13429	13.9	s
K	135.8	92.6	0 41	43.05	-9 26	22.32	16886	14.1	s
H	133.8	116.9	0 41	45.07	-9 20	18.34	13831	17.0	p
I	143.8	111.5	0 41	35.07	-9 21	52.21	14234	15.4	p
SW	129.5	84.9	0 41	49.42	-9 28	18.20	21647	17.8	p

permettent de trouver les galaxies émettrices en X après superposition de leur position en optique. Nous avons donc placé sur les images présentées jusqu'à présent, les positions des galaxies appartenant à l'amas Abell 85, c'est à dire les galaxies dont les vitesses d'éloignement sont comprises entre 13300 et 20000 km/s. Les positions de plusieurs galaxies coïncident exactement avec les structures observées dans le plan 2 des coefficients d'ondelettes. D'autres galaxies sont proches des structures en X mais la corrélation n'est pas certaine. La liste des galaxies identifiées ainsi que leurs caractéristiques est présentée dans la table 3.1. Le contenu de chaque colonne est le suivant:

- Col.1 : symbole représentant la galaxie
- Col.2 : coordonnées ROSAT
- Col.3 & 4 : coordonnées α et δ (J2000.0)
- Col.5 : vitesse (cz) en km/s
- Col.6 : magnitude R
- Col.7 : qualité de l'identification; les codes sont les suivants: s=superposition de la position optique et de la structure X sous-jacente (à mieux que 15'' (1 pixel)); p=position proche seulement (distance inférieure à 3 pixels)

Les caractéristiques de ces galaxies sont tirées du catalogue de Durret et al. (1998a) qui comporte 550 vitesses dans la direction d'Abell 85, 305 galaxies ayant une vitesse dans l'intervalle 13000-20000 km/s.

La méthode de Serna & Gerbal (1996) qui permet de séparer dynamiquement les structures et les sous structures dans un champ où se trouvent des galaxies a été appliquée à l'amas Abell 85 (voir Annexe A.4). Trois structures ont été détectées dans l'intervalle de vitesses 13000-20000 km/s: une *structure d'avant plan* contenant peu de galaxies, une *structure médiane* et une *structure d'arrière plan*. Ces structures sont retrouvées dans l'étude plus précise faite par Durret et al. (1998b), où la distribution des vitesses est analysée en utilisant la méthode de reconstruction par les ondelettes décrite dans Fadda et al. (1997).

La structure d'arrière plan a une vitesse moyenne de 17900 km/s, comporte 8 galaxies et possède une dispersion des vitesses de 250 km/s.

La structure médiane a une vitesse moyenne de 16400 km/s et une dispersion des vitesses de 760 km/s. Sa partie la plus centrale est composée de 8 galaxies brillantes (de magnitude R inférieure à 16.5) et est dominée par la galaxie la plus lumineuse de l'amas, C ($R=12.9$) et par la deuxième galaxie la plus lumineuse, K, de magnitude R égale à 14.1. Ces deux galaxies ont une vitesse proche et les autres galaxies de cette partie la plus centrale peuvent être considérées comme des satellites de l'une ou l'autre de ces galaxies. L'image X est plus petite que la carte des galaxies de telle sorte que la partie la plus centrale de la structure médiane couvre toute l'image X. La galaxie cD est située précisément à l'endroit d'un pic d'émission X, et K à moins d'un pixel d'une surdensité X située au nord ouest de la sous structure sud.

La structure d'avant plan a une vitesse moyenne de 14100 km/s et une dispersion des vitesses de 400 km/s. Elle est située en projection près de la partie centrale de l'image X plutôt vers l'ouest. Si l'on suppose que les décalages vers le rouge des structures médiane et d'avant plan sont dus uniquement à l'expansion de l'univers, la distance entre ces deux structures est de $46 h_{50}^{-1}$ Mpc, ce qui est beaucoup plus grand que les dimensions typiques d'un amas de galaxies. La structure d'avant plan contient des galaxies qui émettent en X. La galaxie la plus lumineuse de ce groupe est la galaxie que nous avons appelée D (A85-F dans le catalogue CfA). C'est une galaxie Seyfert (donc émettrice en X) qui est responsable de la surdensité X visible dans les figures 3.1 et 3.2. La seconde galaxie la plus lumineuse de la structure d'avant plan est la galaxie I. Une surdensité X est également visible dans la région du ciel entourant cette galaxie mais nous allons voir que les surdensités X autour de D et de I ne sont pas de même nature. La figure 3.3 représente l'image américaine reconstruite sans les objets aux échelles 1 et 2. L'image est plus régulière que les images de la figure 3.1. Nous avons ainsi une vision de l'émission X diffuse dans l'amas Abell 85. On peut faire plusieurs remarques:

- Le pic central, qui a été soustrait de manière incorrecte avec cette version des logiciels, apparaît comme un trou. Il n'est pas exactement au centre de l'image étendue mais est déplacé vers le nord ouest et coïncide avec la position de la cD. Ce n'est pas surprenant car les galaxies cD ne sont pas toujours au centre des amas. En effet, Lazzati & Chincarini (1998) ont détecté dans un échantillon de 22 amas, un décalage significatif (~ 50 kpc) entre le centre de la structure à grande échelle en X et le pic d'émission X. Ils observent également, comme Kriessler & Beers (1997), une corrélation entre le pic en X et la position de la cD. Le décalage serait produit par des oscillations de faibles amplitudes de la galaxie cD au fond du puits de potentiel de l'amas (Lazzati & Chincarini 1998). Il est possible que la cD possède un noyau émettant en X qui soit responsable du pic en X ou que les courants de refroidissement, émettant en X suivent la galaxie cD dans son mouvement. Nous verrons plus loin ce que nous apprend l'étude spectrale à ce sujet.
- La sous structure au sud a disparu. On ne peut rien conclure de cette observation car dans la dernière version des logiciels la sous structure ne disparaît pas lorsqu'on supprime les objets des échelles 1 et 2. Ceci s'explique par la définition mathématique des objets qui reste à améliorer (Slezak, communication privée).
- La surdensité X autour de D a disparu ce qui conforte l'idée d'une absence de

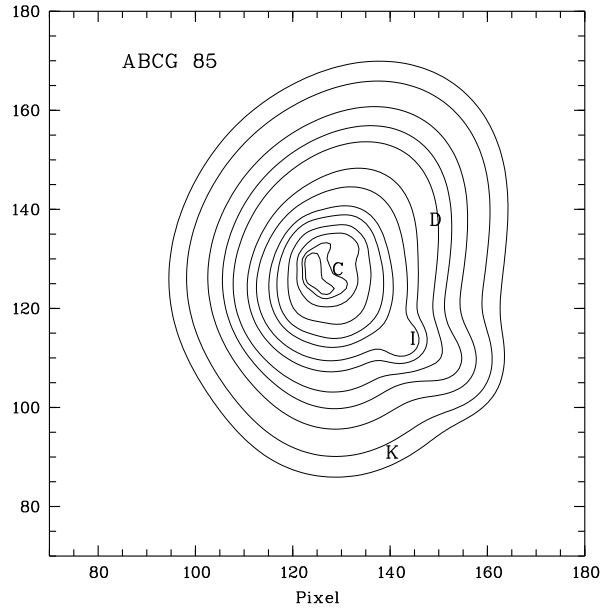


FIG. 3.3 – Image représentant l'émission X à grande échelle. L'image a été obtenue après soustraction des structures apparaissant sur les plans 1 et 2 de l'image américaine reconstruite. Les isocontours ont pour valeur: 0.5, 1, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 16, 24, 36, 48, 54. Les lettres sont placées à l'endroit où se trouvent les différentes galaxies citées dans le texte.

structure étendue ce qui est logique vu la nature de la galaxie D (galaxie Seyfert).

- Par contre autour de la galaxie I on observe la trace d'une composante X diffuse. La superposition de l'image en X avec une carte dans le domaine des ondes radio nous permettra d'avancer une hypothèse pour expliquer l'existence de cette surdensité X diffuse (cf. chapitre 4).
- On observe une extension de l'émission X au nord ouest de la cD.

Une coupe à travers le centre de l'image représentant l'émission X à grande échelle (figure 3.3) dans le sens est-ouest (en passant par le pixel $y=128$) est montrée dans la figure 3.4. On constate que l'image est asymétrique avec un excès d'émission à l'ouest. Pour localiser spatialement l'excès d'émission X, nous avons coupé l'image de la figure 3.3, représentant l'émission à grande échelle, dans la direction nord-sud en passant par la galaxie cD; nous avons gardé la partie est et fait une symétrie par rapport à la direction nord-sud. Nous avons soustrait cette image symétrique à l'image de la figure 3.3 pour obtenir l'image de la figure 3.5. Nous observons sur cette figure que la position de l'excès d'émission X est corrélée avec la position de la structure d'avant plan.

Une conclusion partielle est que l'image observée en X correspond à l'émission X de la structure d'avant plan superposée sur la ligne de visée à celle de la structure médiane, ces deux structures étant séparées de $46 h_{50}^{-1}$ Mpc.

Nous verrons dans le chapitre 4 que l'excès d'émission X autour de I provient en partie d'un autre phénomène physique que l'émission X du gaz chaud par Bremsstrahlung, en

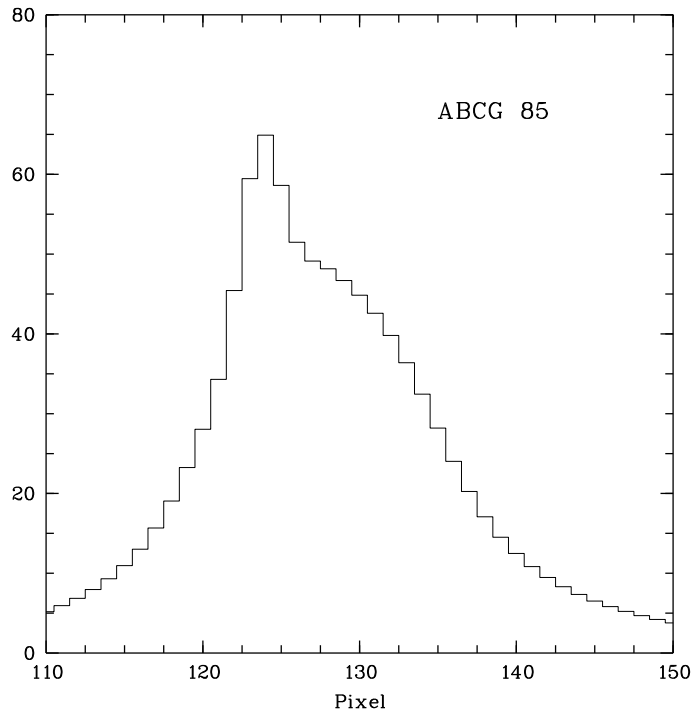


FIG. 3.4 – Coupe dans la direction est-ouest de l'image représentant l'émission X à grande échelle (figure 3.3) en passant par le pixel d'ordonnée $y=128$. L'est est à gauche et l'ouest à droite.

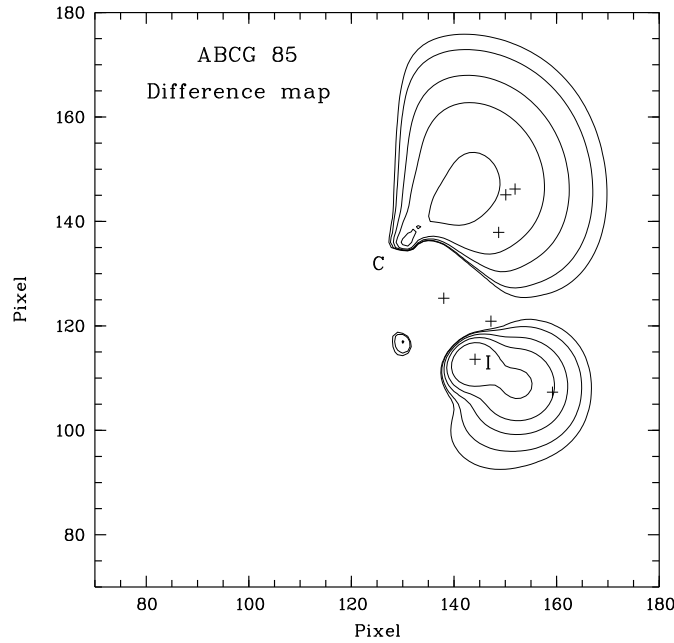


FIG. 3.5 – Isocontours de l'image obtenue par soustraction en utilisant la procédure expliquée dans le texte. Les croix symbolisent les galaxies de la structure d'avant plan de magnitudes plus brillantes que $R=17$ (exclu).

l'occurrence le rayonnement Compton Inverse émis par les photons du fond de rayonnement cosmologique diffusés par les électrons relativistes d'une radiosource.

Nous allons voir maintenant si l'analyse en ondelettes des données du HRI permet de confirmer les observations faites par le PSPC, et si la meilleure résolution spatiale du HRI permet d'apporter des éléments nouveaux dans l'étude de l'amas Abell 85.

3.3.2 Analyse des données du HRI

On échantillonne les images pour que la taille du pixel soit de $5''$ soit $7.3 h_{50}^{-1}$ kpc à la distance de l'amas, et $8''$ soit $11.7 h_{50}^{-1}$ kpc. On rappelle que la résolution spatiale du HRI est d'environ $5''$. L'intérêt d'échantillonner les données de deux façons différentes est expliqué plus loin. Les images sont corrigées du rendement en utilisant les programmes de S. Snowden. J'ai modifié les programmes pour que le fond non cosmique ne soit pas soustrait car cette information est nécessaire pour déterminer le degré de significativité des structures détectées, ce qui influe sur la forme de l'image reconstruite. C'est la dernière version des logiciels d'ondelettes qui est utilisée, ce qui permet de mieux détecter les structures aux grandes échelles qui pouvaient être cachées par des structures brillantes aux petites échelles dans les versions précédentes.

Nous allons comparer l'image reconstruite par les ondelettes des données du HRI (figure 3.6) avec celles issues des données du PSPC (figure 3.1). Sur la figure 3.6, je superpose à l'image X reconstruite une carte radio à 1400 MHz et une image optique pour pouvoir observer les phénomènes physiques aux différentes longueurs d'ondes. Lorsqu'on effectue la superposition, on remarque que les isocontours X du HRI sont déplacés vers l'est de $9''$ lorsqu'on compare les positions des surdensités X reliées aux galaxies D, K et cD avec les émissions de ces galaxies en optique et en radio. Ce décalage est égal à la limite supérieure des incertitudes de positions obtenues avec ROSAT. Par conséquent, une translation de $9''$ est effectuée sur la position de l'image X sur la figure 3.6 et sur toutes les figures où se trouvent les données d'Abell 85 observées par le HRI, ceci pour respecter la superposition physique entre les 3 images.

Les images reconstruites issues des données du PSPC et du HRI présentent de grandes similitudes: une structure principale avec un pic très intense situé à l'endroit de la galaxie cD, deux extensions vers l'ouest, et une sous structure au sud. Cependant il existe des informations supplémentaires dues à la version des logiciels d'ondelettes utilisée et dues à la meilleure résolution spatiale du HRI.

Lorsqu'on soustrait les structures aux petites échelles, la sous structure sud ne disparaît pas avec cette version des ondelettes. Doit-on alors penser comme Kneer et al. (1996) que la sous structure sud est un groupe de galaxies lié par la gravité qui est en train de tomber vers le centre de l'amas? Pour étudier cette hypothèse nous nous sommes intéressés aux galaxies situées dans la direction de la sous structure sud. Le catalogue de Durret et al. (1998a) contient 15 galaxies de vitesses comprises entre 14000 et 19000 km/s situées dans cette région. La table 3.2 contient le numéro de ces galaxies dans le catalogue (col. 1), les coordonnées α et δ (col. 2 & 3), la vitesse en km/s (col. 4) et la magnitude R (col. 5). Nous avons calculé la moyenne et la médiane des vitesses de ces galaxies. Nous trouvons respectivement 16585 et 16650 km/s, des valeurs qui sont proches des valeurs de l'amas pris dans son ensemble. De plus la dispersion des vitesses de ces 15 galaxies est de 900 ± 200 km/s, valeur qui est compatible avec celle de l'amas, et qui est trop grande pour être une dispersion des vitesses d'un groupe. Je pense donc que les galaxies de la sous structure sud ne forment pas un sous groupe lié gravitationnellement.

Il faut maintenant expliquer pourquoi la sous structure sud émet en rayons X. Nous avons superposé sur la figure 3.7, l'image optique contenant les 15 galaxies précédentes à l'image reconstruite de la sous structure sud ainsi que les isocontours radio à 1400 MHz. La galaxie la plus lumineuse de cette région est la galaxie K (221) qui est aussi la galaxie la plus lumineuse de l'amas après la cD. Cette galaxie est située dans un puits de potentiel local créé par elle-même et par quelques autres galaxies du voisinage (dont la galaxie 251 de magnitude R=14.6). Le puits de potentiel créé par ces galaxies semble donc suffisant pour retenir le gaz responsable du rayonnement X. On verra en fait à la fin du chapitre 4 que la sous structure sud est le point d'impact d'un filament de matière qui tombe vers l'amas et que l'émission X s'expliquerait plutôt par la fusion de sous structures.

De nouvelles informations sont obtenues grâce à la très bonne résolution spatiale (pour

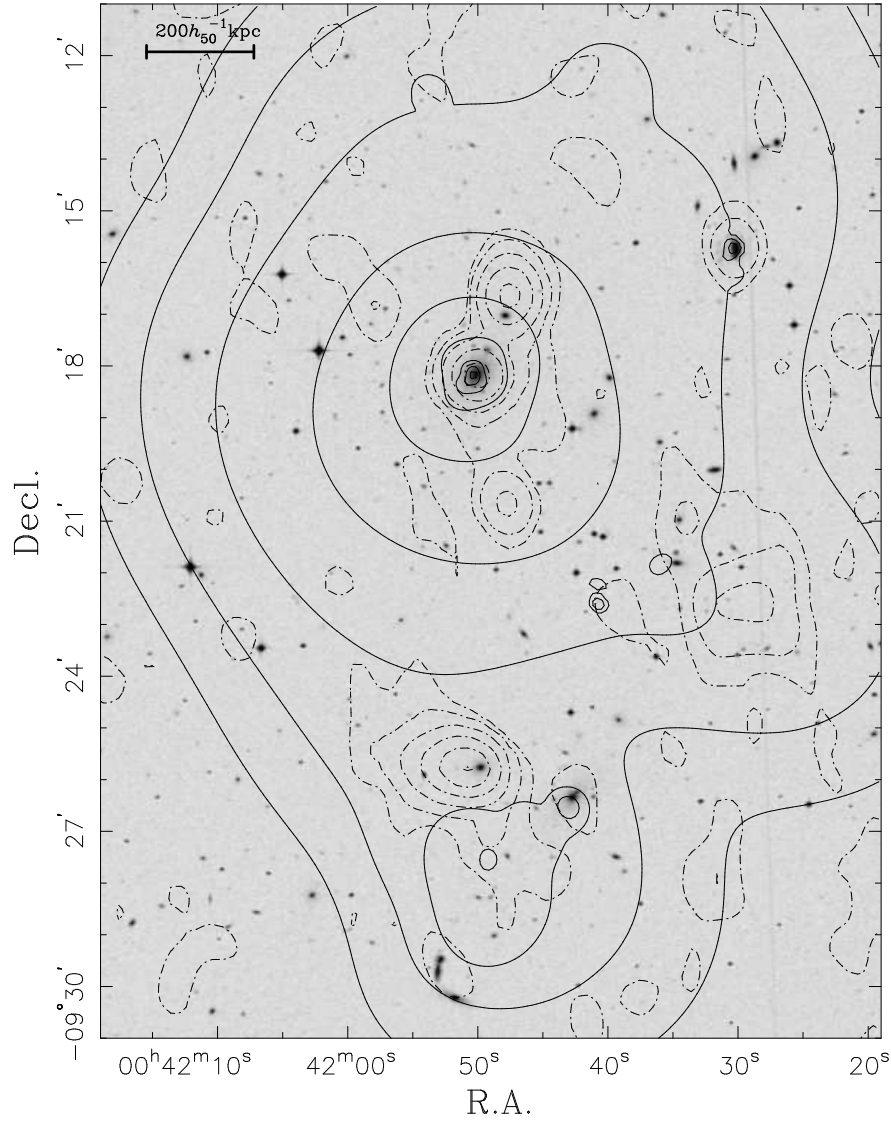


FIG. 3.6 – L’amas Abell 85 à différentes longueurs d’ondes. L’image en niveau de gris est une photographie (faite avec le filtre R) du télescope de Schmidt anglais lors du *Digitized Sky Survey*. Les contours en traits pleins sont ceux de l’image du HRI reconstruite par la méthode des ondelettes. Les contours de l’image du VLA à 1400 MHz sont faits de points et de traits. Les contours sont espacés de manière logarithmique. Les coordonnées sont les coordonnées J2000.

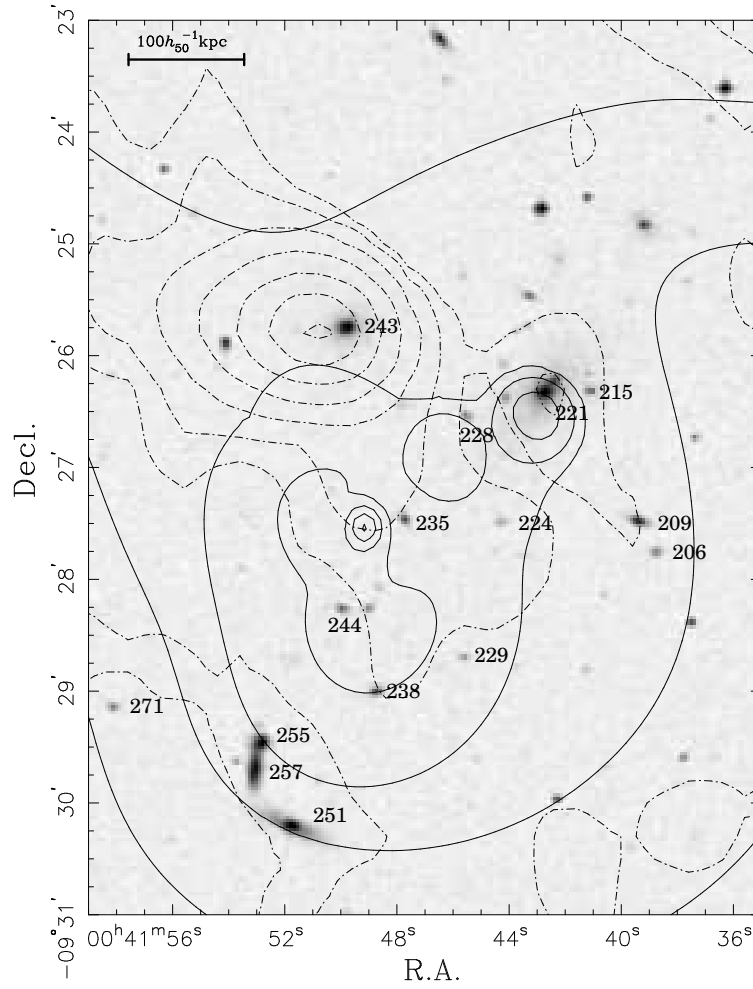


FIG. 3.7 – *Sous structure sud avec l'indication du nom des galaxies de la table 3.2. La signification des isocontours est la même que pour la figure 3.6.*

TAB. 3.2 – *Les galaxies de la sous structure sud (vitesses comprises entre 14000 and 19000 km/s, $R < 18.5$)*

galaxie	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	Vitesse km/s	R (magnitude)
206	0 41 38.94	-9 27 47.91	17216	17.6
209	0 41 39.54	-9 27 31.27	16647	16.2
215	0 41 41.34	-9 26 21.31	16357	17.3
221 (K)	0 41 43.05	-9 26 22.32	16886	14.1
224	0 41 44.54	-9 27 31.41	15517	18.3
228	0 41 45.82	-9 26 34.70	15033	17.8
229	0 41 45.92	-9 28 44.50	16168	18.3
235	0 41 48.04	-9 27 30.38	17203	17.0
238	0 41 49.03	-9 29 03.39	18437	17.0
243	0 41 50.24	-9 25 47.41	17360	15.0
244	0 41 50.34	-9 28 18.32	17081	17.4
251	0 41 52.22	-9 30 16.43	17164	14.6
255	0 41 53.23	-9 29 29.45	15751	15.8
257	0 41 53.62	-9 29 45.45	15392	15.1
271	0 41 58.64	-9 29 10.83	16568	17.8

les rayons X) du HRI (meilleure que $10''$).

Nous avons vu qu'avec les images du PSPC, l'objet émettant en X au niveau de la cD était non résolu et apparaissait à l'échelle 1, l'échelle la plus petite soit $15''$ pour le PSPC. Nous pouvions donc penser qu'un noyau actif logeait dans cette galaxie du fait de la très faible extension spatiale de l'objet émetteur. C'est pourquoi nous avons construit deux images: une de $5''$ par pixel et une autre de $8''/\text{pixel}$. Nous avons appliqué l'avant dernière version de ces logiciels à ces deux images. Dans la première ($5''/\text{pix}$) l'objet central apparaît à l'échelle 2 ($10''$) et est donc résolu alors que dans la seconde ($8''/\text{pix}$) il n'est pas résolu. Ainsi on peut penser que ce n'est pas un objet ponctuel type noyau actif qui est responsable de cette émission, ce qui est bien en accord avec l'absence de raies d'émission dans le spectre optique de cette galaxie. L'émission aurait une taille caractéristique comprise entre $8''$ et $10''$ c'est à dire entre $11.7 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ et $14.6 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$. Il faut cependant garder à l'esprit que les logiciels d'ondelettes sont en cours d'amélioration en particulier dans la définition d'un objet au sens des ondelettes.

Prestwich et al. (1995) avaient étudié le centre de l'amas au niveau de la galaxie cD. Ils avaient soustrait un modèle qui avait été préalablement ajusté à l'image observée par le HRI. Ils concluaient en disant qu'il existait des surdensités X non corrélées à des galaxies. Mais finalement une seule de ces surdensités était considérée comme significative à 3σ par les auteurs (voir leur figure 3b dans l'Annexe B).

Nous avons étudié la même région en utilisant l'analyse en ondelettes. Sur la figure 3.8 on peut observer le plan 1 des coefficients d'ondelettes au niveau de la galaxie cD superposé

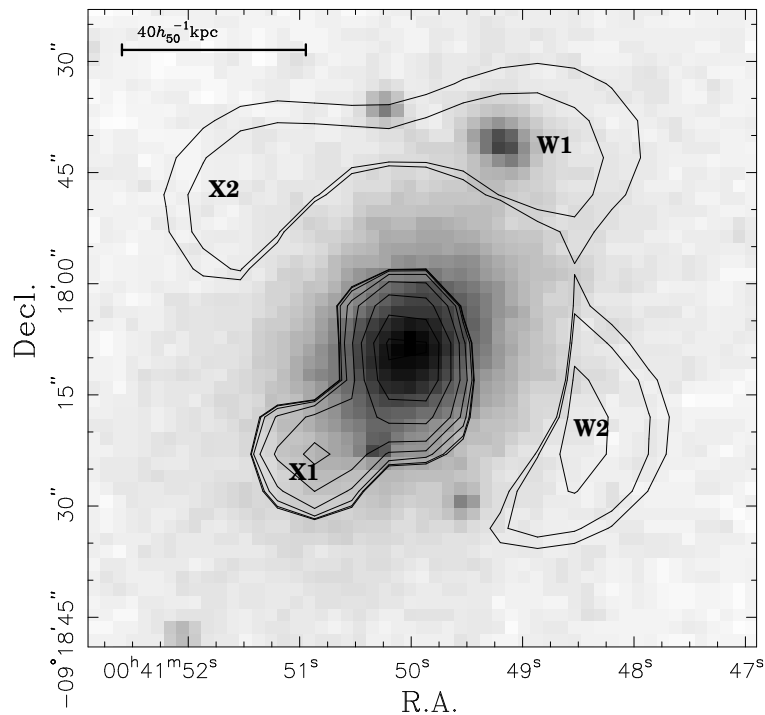


FIG. 3.8 – Coefficients d'ondelettes à l'échelle de $5''$ (un pixel du HRI) superposés à l'image optique.

avec l'image optique. Les surdensités X visibles au plan 1 sont significatives à 3σ au-dessus du bruit. Il s'agit de X1 (la surdensité considérée comme significative par Prestwich et al.), X2 (observée également par Prestwich et al.), W1 et W2. On remarque que W2, X1 et X2 n'ont pas de contrepartie optique alors que ce n'est pas le cas pour W1. Cependant, nous n'avons pas de renseignement sur le décalage vers le rouge de la galaxie associée à W1 et donc nous ne savons pas si cette galaxie appartient à l'amas ou si c'est une galaxie d'avant ou d'arrière plan.

Ainsi nous confirmons l'existence de surdensités X au centre de l'amas certainement dues à des inhomogénéités dans le courant de refroidissement de l'amas Abell 85. Ces inhomogénéités semblent être distribuées avec une symétrie sphérique autour de la cD.

Enfin nous avons étudié les corrélations entre l'image reconstruite par les ondelettes et une carte radio de $45''$ de résolution faite à 1400 MHz par Condon et al. (1996) avec le VLA (Very Large Array), radiotélescope situé dans le désert du Nouveau Mexique. Les isocontours radio sont visibles sur les figures 3.6 et 3.7.

Une forte émission radio est visible à l'endroit de la galaxie cD. C'est aussi le cas autour des galaxies D et K. Au nord-est de K, on voit une émission radio autour de la galaxie 243 et une extension de l'émission X provenant de la sous structure sud. Ces émissions radio corrélées avec du rayonnement X et visible suggèrent la présence d'une galaxie à noyau actif. Au sud-est de K, on détecte la présence d'une émission radio entourant un

couple de galaxies qui semblent en interaction.

Enfin au sud est de la galaxie I, on observe une forte émission radio sans contrepartie optique, superposée à la surdensité X diffuse observée avec le PSPC et le HRI. Cette émission radio provient de la source MCR 0038-096 et est due aux électrons relativistes qui spiralent autour des lignes de champ magnétique. Ces électrons diffusent les photons du rayonnement cosmologique de sorte que ces derniers atteignent le domaine des rayons X (effet Compton Inverse). On verra dans le chapitre 4 que l'étude spectrale en X et en radio permet de déterminer la valeur du champ magnétique régnant dans cette région.

3.4 Résultats de l'analyse spectrale

3.4.1 Modèle à une composante

Nous ajustons tout d'abord le spectre de l'amas Abell 85 avec le modèle de Raymond-Smith décrit dans le paragraphe 2.3. Le décalage vers le rouge est fixé à $z = 0.0555$. La région étudiée est un cercle centré sur la cD et de rayon $15'$. Les régions contenant la sous structure sud ainsi que la surdensité diffuse au sud-ouest de I ont été exclues de l'ajustement. Lorsque le rayon est supérieur à $15'$, le nombre de photons devient trop faible pour pouvoir faire une analyse spectrale correcte, les barres d'erreur devenant très grandes. On cherchera d'abord les valeurs globales des différents paramètres puis les valeurs des paramètres en fonction du rayon.

Le logiciel a besoin d'avoir une estimation du fond cosmique pour le soustraire aux données et ainsi faire un ajustement uniquement avec les photons provenant de l'amas. Pour cela je choisis comme fond une région circulaire, sans source ponctuelle, de rayon $6'$, dont le centre est situé à $31'$ du centre de l'amas. Au début de l'étude, j'ai pris plusieurs régions pour le fond et j'ai vérifié que les résultats étaient compatibles entre eux. Le spectre a été échantillonné pour que le rapport signal sur bruit soit supérieur ou égal à 5.

Etude des corrélations

Avant tout, nous avons regardé s'il existait des corrélations dans les programmes d'ajustement entre la température T et la densité de colonne d'hydrogène N_H , puis entre la température et la métallicité. Nous avons pour cela fixé la métallicité à $Z=0.2$, l'unité étant la métallicité solaire, l'ajustement étant fait de manière globale, et laissé varier T et N_H . $Z=0.2-0.3$ est une valeur typique de métallicité trouvée dans les amas (Arnaud et al. (1991)). Nous avons trouvé une corrélation négative entre T et N_H , visible sur la figure 3.9, où sont tracés les niveaux de confiance à 1, 2, 3σ de la distribution du χ^2 autour de la valeur centrale $N_H = 2.7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, $T = 4.5 \text{ keV}$. Cette corrélation n'a rien de physique (la densité de colonne mesure la quantité d'hydrogène présent sur la ligne de visée et la température est celle du plasma dans l'amas) et est interne au programme d'ajustement effectué avec les données ROSAT. Ainsi si la température d'un amas ou d'une région de l'amas est basse et que la densité de colonne est forte (ou une température forte et une densité de colonne faible), il faut se garder de conclure sur la physique du phénomène et se

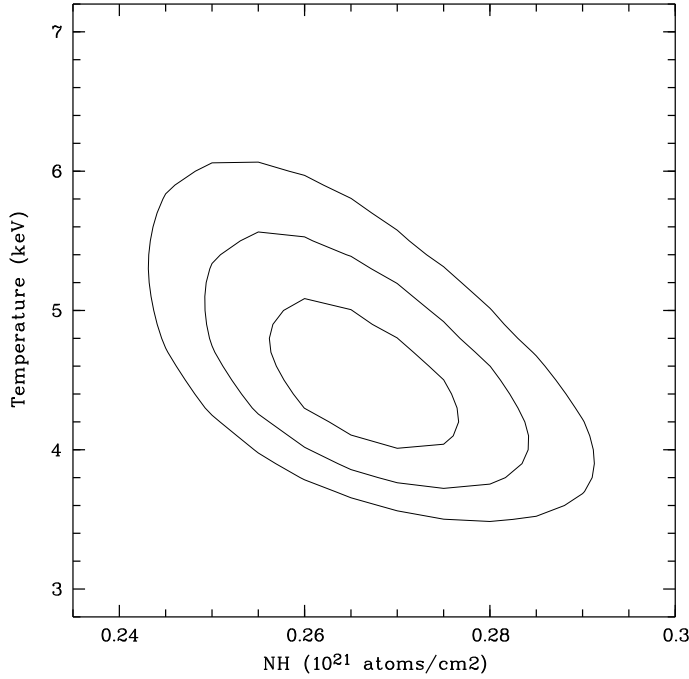


FIG. 3.9 – Isocontours à 1σ , 2σ , 3σ des valeurs du χ^2 dans le plan $N_H - T$; la métallicité est fixée à 0.2 fois la valeur solaire.

rappeler la corrélation négative présente dans le modèle avec les données ROSAT. L'effet de cette anticorrélation est visible par exemple dans la figure 1 de l'article de Markevitch & Vikhlinin (1997) présentée dans l'Annexe B.

Nous avons étudié les corrélations existant entre la température et la métallicité lorsque la densité de colonne est fixée à la valeur galactique, $N_H = 3.58 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Cette valeur a été obtenue par Dickey & Lockman (1990) à partir des données HI. Dickey & Lockman ont obtenu une grille de valeurs de N_H dont le côté mesure 1° . Nous n'avons pas observé de corrélation entre ces deux paramètres.

Enfin sur la figure 3.10 sont tracés les niveaux de confiance à 1, 2, 3σ de la distribution du χ^2 autour de la valeur centrale $Z=0.22$, $T = 4.5 \text{ keV}$ lorsque la densité de colonne est un paramètre libre. Il n'y a pas non plus de corrélation entre la température et la métallicité.

Valeurs globales

Je donne ici les valeurs obtenues lors de l'ajustement global de l'amas Abell 85 entre 0.1 et 2.4 keV. Lorsque tous les paramètres sont laissés libres on trouve une température $T = 4.5 \pm 1.2 \text{ keV}$, une densité de colonne $N_H = (2.7 \pm 0.3) \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ et une métallicité $Z=0.2 \pm 0.3$. Les erreurs sont données à 3σ en tenant compte de la corrélation entre les paramètres. Le χ^2 vaut 237 pour 207 degrés de liberté. Lorsque la métallicité est fixée (à 0.3), les valeurs moyennes ne changent pratiquement pas et les barres d'erreur sont un

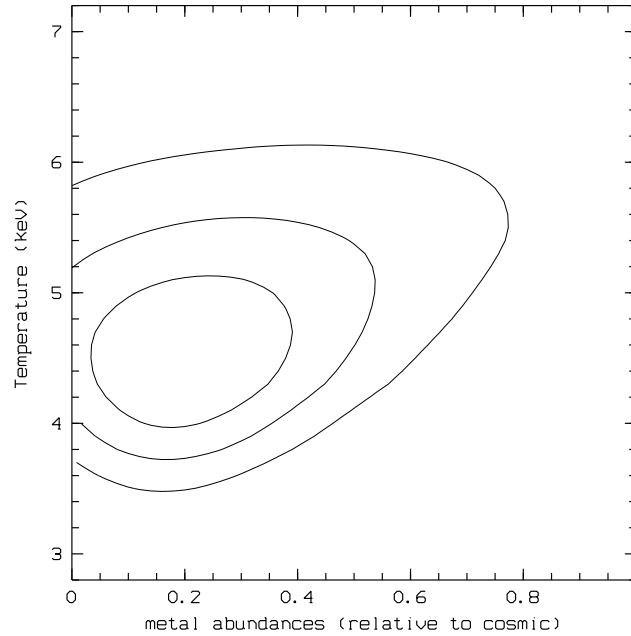


FIG. 3.10 – Isocontours à 1σ , 2σ , 3σ des valeurs du χ^2 dans le plan $Z - T$. La colonne densité est laissée libre.

peu plus faibles. Cependant on remarque qu'on trouve une densité de colonne d'hydrogène plus faible que la valeur galactique. La figure 3.11 présente le spectre de l'amas Abell 85 où le fond a été soustrait, et l'ajustement par un modèle de Raymond-Smith multiplié par le coefficient d'absorption du rayonnement par l'hydrogène neutre. Le spectre présenté est le spectre observé, c'est à dire le spectre de l'amas convolué par la fonction d'appareil. La métallicité est fixée à 0.3 dans l'ajustement. On observe que c'est pour les faibles énergies que les résidus sont les plus grands. C'est justement le domaine où intervient l'absorption galactique. Le fait que la densité de colonne d'hydrogène soit inférieure à la valeur galactique peut avoir deux causes: un problème technique lié à l'ajustement ou une raison physique.

Etudions la première hypothèse. J'ai séparé les photons en deux régions: une région circulaire intérieure comprise entre les rayons 0 et $0.5'$ et un anneau extérieur compris entre les rayons $0.5'$ et $15'$. La première région contient plutôt des photons X issus des courants de refroidissement, la seconde plutôt des photons provenant du reste de l'amas. Le rapport signal/bruit a été pris supérieur ou égal à 5, 7 puis à 9 pour voir si les résultats étaient significativement différents. Tous les paramètres, ont été laissés libres; dans certains ajustements Z a aussi été fixé. Les résultats sont les suivants: dans tous les cas entre $0.5'$ et $15'$ la valeur de la densité de colonne d'hydrogène est plus faible que la densité de colonne galactique et les valeurs des paramètres restent globalement les mêmes. Les χ^2 réduits (χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté) varient entre 1,12 et 1,21. Par contre entre 0 et $0.5'$ la densité de colonne d'hydrogène est de l'ordre de la densité

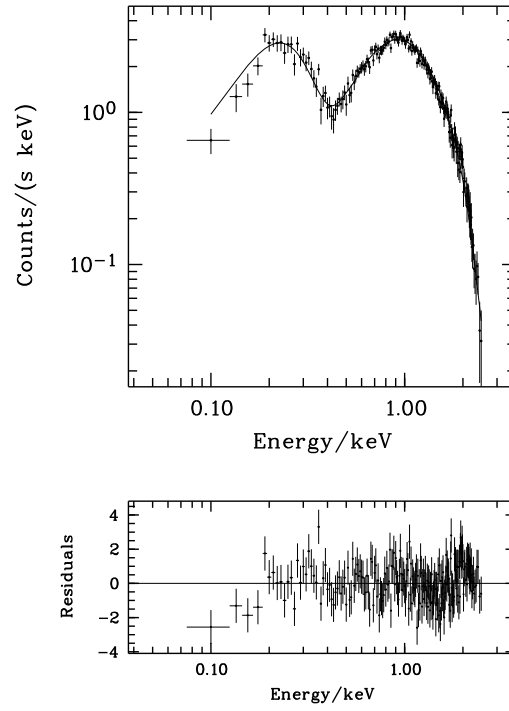


FIG. 3.11 – *Spectres observé et ajusté de l'amas Abell 85 après soustraction du fond. La métallicité est fixée à 0.3 fois la métallicité solaire. Les régions de la sous structure sud et de la surdensité X diffuse autour de la radiosource MCR 0038-096 sont exclues de l'ajustement.*

de colonne galactique mais la barre d'erreur est plus grande (26%) et la température est plus faible que précédemment ($T = 3.1 \pm 1$ keV). Nous étudierons ce cas plus en détail lors du tracé des valeurs des paramètres en fonction de la distance au centre de l'amas. Ainsi, pour la majeure partie de l'amas, la colonne densité semble plus faible que celle donnée par Dickey & Lockman (1990).

Deux raisons physiques peuvent expliquer cette valeur:

- la densité de colonne d'hydrogène galactique peut être inférieure à $3.58 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Cette hypothèse ne peut pas être exclue car la grille de valeurs de N_H a pour pas 1° , et le diamètre d'Abell 85 étudié en rayons X est seulement de $30'$.
- la densité de colonne d'hydrogène est bien égale à $3.58 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ mais un modèle à une composante est insuffisant pour rendre compte de la richesse des phénomènes physiques qui ont lieu dans l'amas. Il faut utiliser un modèle à plusieurs composantes pour l'ajustement.

Si nous fixons la densité de colonne d'hydrogène à la valeur $N_H = 3.58 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, la température devient plus faible, $T = 3.1 \pm 0.2$ keV avec une métallicité inférieure à 0.1. Nous apercevons certainement ici une conséquence de l'anticorrélation entre la température et la densité de colonne d'hydrogène. Lorsque la densité de colonne est faible, la température est plus forte que lorsque la densité de colonne est fixée à une valeur supérieure. Cependant le χ^2 passe à 334 pour 208 degrés de liberté donc l'ajustement est moins bon.

Pour conclure, lorsque nous appliquons un modèle à une composante, nous trouvons dans tous les cas une température compatible avec 4 ± 1.5 keV. C'est une valeur plus faible que les valeurs trouvées par David et al. (1993) et Gerbal et al. (1992) avec les deux détecteurs du satellite Einstein mais dans les barres d'erreur.

Enfin, la luminosité obtenue pour l'amas Abell 85 (sans la sous structure sud), dans la bande d'énergie 0.1-2.4 keV, lorsque la température est fixée à 4 keV et la densité de colonne d'hydrogène à la valeur galactique est de $(9.3 \pm 0.2 \cdot 10^{44})$ erg/s. Cette valeur est compatible avec le flux obtenu par Ebeling (1993) (Baier & Wipper 1995).

Abell 85 étant un amas régulier, pour tenir compte de la variation spatiale des paramètres, nous allons étudier leur valeur en fonction de la distance par rapport à la cD dans le cadre d'un modèle à une composante.

Profils radiaux

Nous allons construire des profils radiaux pour la température, la métallicité et la colonne densité d'hydrogène. Pour cela je définis des anneaux de taille variable, choisie pour avoir un nombre de photons suffisant dans chaque anneau de sorte que les barres d'erreur ne soient pas trop grandes. Pour la zone centrale, le nombre de photons est supérieur à 5000 et pour les autres anneaux, supérieur à 10000, sans compter les photons du fond.

Dans la figure 3.12, je présente la température en fonction du rayon. Dans chaque

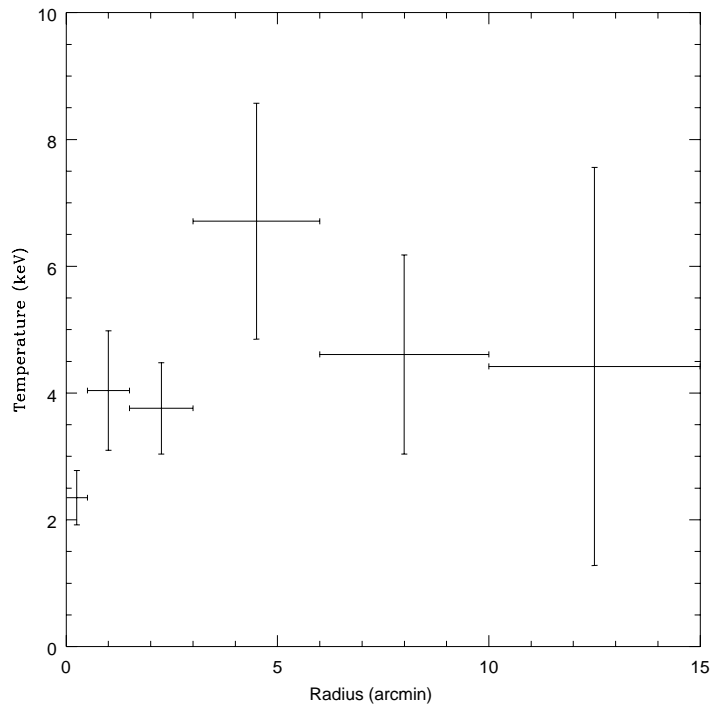


FIG. 3.12 – *Profil de température obtenu lorsque la densité de colonne d'hydrogène est un paramètre libre et la métallicité est fixée à 0.3 fois la valeur solaire.*

anneau, la métallicité est fixée à 0.3 et la densité de colonne d'hydrogène est un paramètre libre. On peut remarquer que la température est plus faible au centre, supérieure ailleurs. Ce profil de température est compatible avec celui trouvé par Kneer et al. (1996).

La figure 3.13 montre un comportement inverse pour la densité de colonne d'hydrogène. Comme on l'a vu, celle-ci est supérieure au centre. Elle devient inférieure à la densité de colonne galactique partout ailleurs. Dans les ajustements la température est un paramètre libre et la métallicité est encore fixée à 0.3. Ce comportement peut s'expliquer par la corrélation négative entre la température et la densité de colonne d'hydrogène bien que des arguments physiques expliquent aussi très bien ces résultats.

En effet, les courants de refroidissement entraînent un transport du gaz de l'extérieur de l'amas vers le centre, ce qui augmente la quantité de gaz au centre de l'amas donc aussi la densité de colonne d'hydrogène. De plus, les galaxies cD sont de très grosses galaxies contenant une grande quantité d'hydrogène neutre. Un excès d'absorption est d'ailleurs observable avec le détecteur SIS du satellite ASCA (Prestwich & Daines 1994). Enfin, comme la densité du gaz augmente lorsqu'on se rapproche du centre de l'amas et que les pertes par rayonnement sont proportionnelles au carré de celle-ci, le gaz se refroidit plus au centre qu'à l'extérieur. Au centre de l'amas, la température du gaz doit donc diminuer. Avec les données spectrales de ROSAT je ne peux donc pas conclure sur la réalité

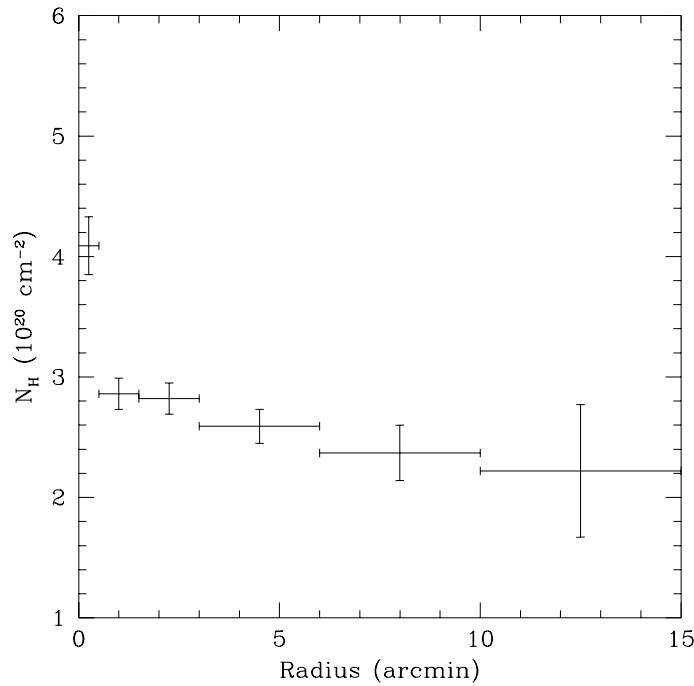


FIG. 3.13 – Profil obtenu pour la la densité de colonne d'hydrogène lorsque la température est un paramètre libre et la métallicité est fixée à 0.3 fois la valeur solaire.

de l'augmentation de la densité de colonne au centre de l'amas et de la baisse de la température.

Pour m'affranchir de la corrélation négative entre la température et la densité de colonne, j'ai fixé cette dernière à la valeur galactique, la métallicité valant toujours 0.3. Le profil de température montré sur la figure 3.14 est compatible avec une température constante. Les données ne nous permettent donc pas de trancher entre les profils de températures obtenus dans les figures 3.12 et 3.14.

Nous nous sommes enfin intéressés à la variation de la métallicité en fonction du rayon. Dans une première étape nous avons laissé varier la température et fixé la densité de colonne d'hydrogène à la valeur galactique. Le profil de métallicité est représenté dans la figure 3.15. Dans la partie centrale de l'amas, à l'endroit de la cD, la métallicité est forte: 0.83 ± 0.31 fois la métallicité solaire; dans le même ajustement, la température vaut 2.9 ± 0.6 keV. Dans tous les autres anneaux (ou leur somme) nous avons seulement une limite supérieure pour la métallicité qui est toujours inférieure à 0.3. De plus, même si on laisse N_H libre, la métallicité reste supérieure au centre. Ainsi la métallicité est significativement plus importante au centre que 0.2-0.3, la valeur moyenne généralement admise pour les amas. Nous avons trouvé $Z=0.22$ pour l'ajustement global de l'amas, valeur qui s'explique maintenant comme une moyenne entre la partie centrale de forte

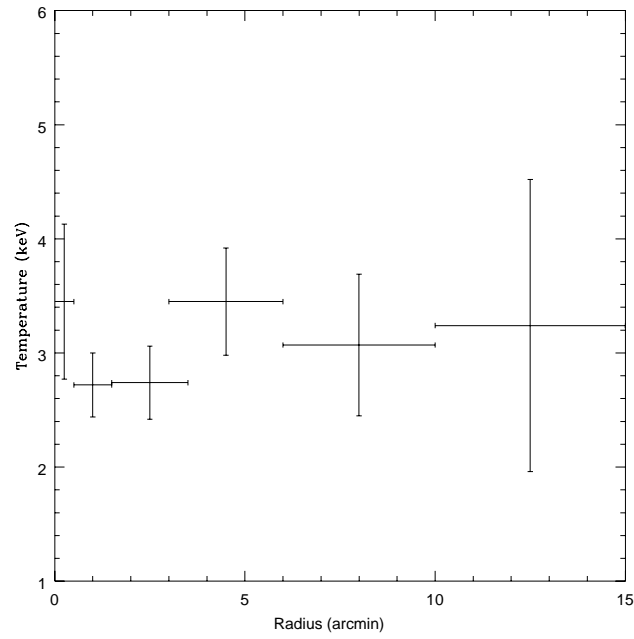


FIG. 3.14 – *Profil de température obtenu lorsque la densité de colonne d'hydrogène est fixée à la valeur galactique et la métallicité à 0.3 fois la valeur solaire.*

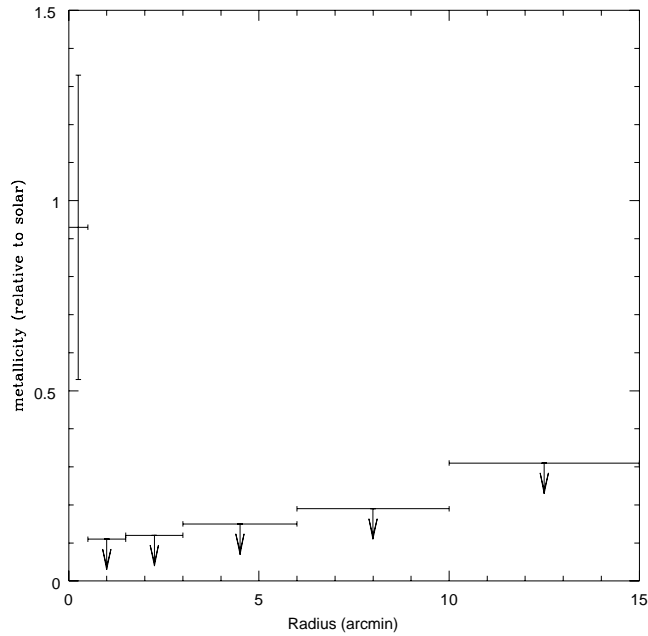


FIG. 3.15 – *Profil de métallicité obtenu lorsque la densité de colonne d'hydrogène est fixée à la valeur galactique et la température un paramètre libre.*

métallicité et le reste de l'amas de métallicité plus faible. De tels gradients de métallicité ont été trouvés dans les amas de la Vierge par Koyama et al. (1991) avec les données de GINGA, et dans l'amas du Centaure par Fukazawa et al. (1994) avec celles d'ASCA. La forte métallicité centrale provient des étoiles, créés par exemple par le gaz issu des courants de refroidissement, qui à la fin de leur vie réinjectent dans le milieu intra-amas un gaz enrichi en métaux. Les étoiles responsables de l'enrichissement du milieu en métaux seraient les supernovae de type Ia et les étoiles évoluées situées dans la cD. Ce mécanisme est évoqué par Reisenegger et al. (1996) pour expliquer la forte métallicité centrale de l'amas du Centaure. Dans leur article, ils expliquent qu'en fait au centre de l'amas existe un milieu à plusieurs phases de températures différentes. Les phases qui se refroidissent déposent de la matière et forment des étoiles. A la fin de leur vie, celles-ci éjectent du gaz riche en métaux de grande énergie cinétique ce qui a pour effet de chauffer le gaz environnant ce qui implique que les phases de plus grande température sont plus riches en métaux.

Nous allons donc modéliser l'amas par un modèle à plusieurs composantes, représentant chacune une phase de température (et de métallicité) différente du gaz.

3.4.2 Modèle à deux composantes

Nous allons modéliser l'amas par deux modèles de Raymond-Smith, chaque terme représentant une phase particulière.

Nous avons aussi fait un ajustement avec un modèle de Raymond-Smith et une loi de puissance. La loi de puissance modélise l'émission d'un noyau actif qui serait situé au centre de la galaxie cD et qui serait responsable du pic observé aux petites échelles avec l'analyse en ondelettes. En effet, Tananbaum et al. (1997) avaient constaté que la galaxie la plus brillante de l'amas J2310-43 était par certains côtés "inhabituelle": elle présentait un noyau actif sans raies d'émission optiques et avec un continu optique relativement faible par rapport à ce qu'on attend d'un noyau actif. L'analyse spectrale de la région centrale de l'amas Abell 85 peut-elle révéler la présence d'un noyau actif? Nous avons, dans les deux ajustements, fixé la densité de colonne d'hydrogène à la valeur galactique pour diminuer le nombre de paramètres libres. Nous n'avons pas utilisé un modèle à plus de deux composantes étant donné la résolution en énergie du PSPC.

Les résultats de l'ajustement avec deux composantes sont présentés dans la table 3.3 et la figure 3.16 présente les deux spectres ajustés.

On remarque tout d'abord que l'ajustement est meilleur dans le cas du modèle à deux composantes que dans le modèle à une composante à densité de colonne d'hydrogène fixée: le χ^2 réduit passe de 1.61 à 1.14 environ.

Lorsque l'ajustement est fait avec 2 modèles de Raymond-Smith l'ajustement est statistiquement équivalent à l'ajustement fait avec un seul modèle de Raymond-Smith à colonne densité libre sauf que dans le cas d'un modèle à deux composantes, N_H n'est pas plus faible que la valeur galactique. Dans ce cas, la phase chaude a une température de 4.3 keV et la phase froide environ 0.1 keV. Nous avons essayé de fixer d'autres valeurs de la

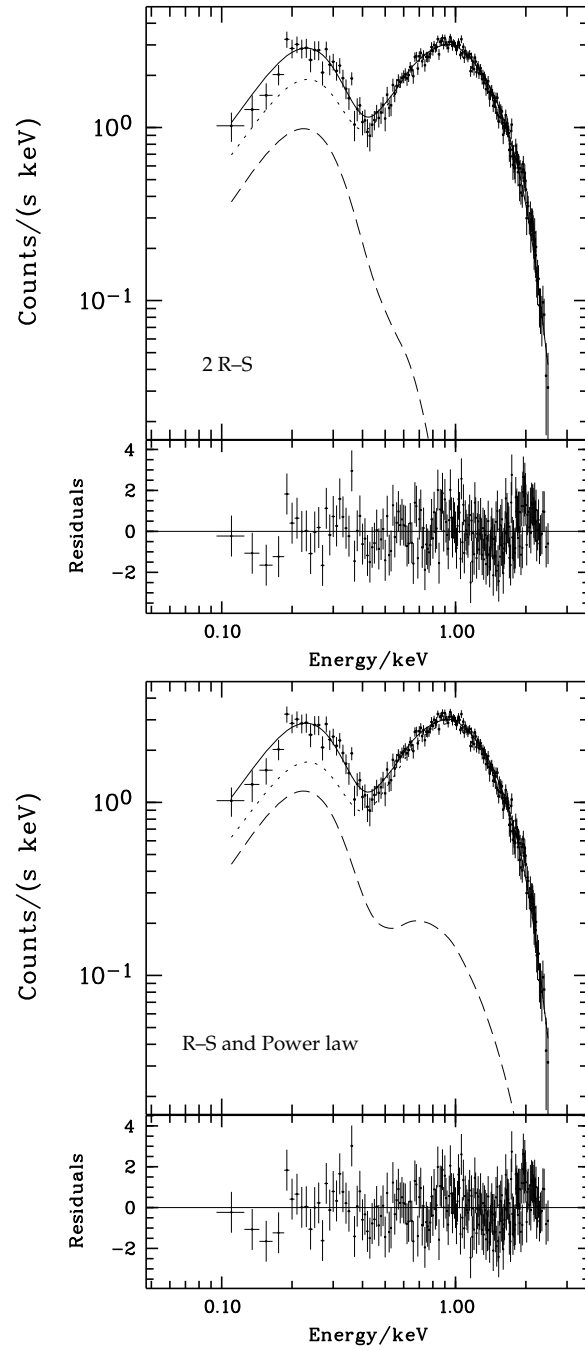


FIG. 3.16 – Spectres observés et ajustés de l'amas Abell 85 après soustraction du fond. En haut: ajustement par deux modèles de Raymond-Smith. En bas: un modèle de Raymond-Smith plus une loi de puissance.

TAB. 3.3 – *Résultats de l'analyse à deux composantes*

T (keV)	N_H (10^{20}cm^{-2})	Z (Z_\odot)	Γ	χ^2/DOF	Modèle
4.3 ± 2.0		$0.25^{+0.30}_{-0.25}$	—		Raymond-Smith
0.10 ± 0.03	galactique	0.3 fixed	—	236/206	Raymond-Smith
5.1 ± 1.1	galactique	0.3 fixed	—		Raymond-Smith
			-3.25 ± 0.7	234/207	loi de puissance

métallicité pour la composante froide et les résultats se sont révélés équivalents.

L'ajustement effectué avec une loi de puissance et un modèle de Raymond-Smith est statistiquement équivalent à l'ajustement ci-dessus (2 Raymond-Smith). Le nombre de photons par cm^2 par seconde et par keV est proportionnel à E^Γ ; Γ vaut -3.25 dans l'ajustement. On remarque ainsi que le spectre de la loi de puissance est très “pentu”. La température est compatible avec celle de la composante chaude de l'ajustement précédent qui est elle même proche de celle obtenue lors de l'ajustement avec un modèle de Raymond-Smith avec N_H libre.

Ainsi la composante à 4-5 keV pourrait être caractéristique de l'amas pris comme un tout à l'exclusion de la partie centrale qui serait composée soit d'une phase à une température 40 fois plus faible soit d'un noyau actif.

Conclusions

L'ajustement du spectre observé de l'amas Abell 85 avec un modèle de Raymond-Smith pose un problème car la densité de colonne d'hydrogène est plus faible que la valeur donnée par Dickey & Lockman (1990). Utiliser un ajustement avec un modèle à 2 composantes résout le problème et met en évidence une phase chaude entre 3 et 6 keV caractéristique de l'amas sauf du centre, et une phase de nature différente au centre.

L'analyse des données du PSPC de ROSAT ne permet pas de dire si cette phase est une phase de température beaucoup plus faible que la phase précédente (~ 0.1 keV) ou une émission non thermique issue d'un noyau actif situé dans la galaxie cD. Ceci dit, la pente de la loi de puissance est beaucoup plus élevée (en valeur absolue) que celle qu'on observe dans les galaxies à noyau actif, donc la dernière hypothèse est moins probable.

Des études théoriques suggèrent que la partie centrale pourrait être composée d'un mélange de plusieurs phases à des températures différentes (Teyssier 1996). Mais les données ROSAT ne permettent pas un tel raffinement dans les ajustements.

3.5 Résultats de la modélisation

3.5.1 Analyse des données du PSPC

Mode opératoire

L'analyse spectrale des données du PSPC a montré qu'il existait une composante thermique chaude qui était caractéristique de la plus grande partie de l'amas Abell 85. Dans la suite nous allons prendre $T = 4$ keV pour la température de cette phase. Comme la masse dynamique de l'amas est proportionnelle à la température, nous étudierons également le cas où la température vaut 6.2 keV, valeur donnée par le MPC du satellite Einstein (David et al. 1993).

Pour tenir compte de l'émissivité particulière de la partie centrale observée avec les analyses en ondelette et spectrale, les ajustements obtenus en gardant ou en enlevant la partie centrale de l'amas seront comparés.

La densité de colonne d'hydrogène sera prise égale à $N_H = 3.58 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, la valeur galactique, donnée par Dickey & Lockman (1990).

On détermine le fond cosmique en observant le profil de la brillance de surface (en $\text{photons s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$) de l'image obtenue après le traitement des données par les logiciels de S. Snowden. Je rappelle ici que l'image est composée de la somme des 4 bandes d'énergie supérieures définies par Snowden et al. (1994). La taille du pixel est de $14.947''$. Il y a 512×512 pixels par image. Le temps d'observation effectif est de 13918 s. Le profil est calculé à partir d'anneaux concentriques circulaires centrés sur la cD. Lorsque la brillance de surface devient constante, le fond cosmique est atteint. Pour l'amas Abell 85, on trouve $1.1 \cdot 10^{-4} \text{ photons s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ à partir d'une distance angulaire de $22.5'$ (correspondant à un rayon $R_L = 1983 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$). Dans l'ajustement, le fond est donc fixé à une valeur de 0.095 photons par pixel de côté $14.947''$. C'est une différence importante par rapport à la méthode utilisée pour ajuster les données du satellite Einstein (Lima Neto 1993).

En effet, précédemment, le fond était soustrait aux données ce qui entraînait la présence d'une grande quantité de pixels négatifs. Ceux-ci ainsi que ceux au dessous d'un certain seuil n'étaient pas pris en compte dans l'ajustement (Lima Neto 1993). La valeur du seuil est arbitraire et pour une valeur du seuil fixée, les paramètres finaux de l'ajustement peuvent varier en fonction de la taille du pixel et du temps d'observation. De plus, dans les premiers essais qui ont été effectués en fixant un seuil, lorsqu'on supprimait la partie centrale, il n'y avait pas convergence de l'ajustement. Ceci peut s'expliquer car supprimer les photons au dessous d'un certain seuil élimine les pixels du bord de l'amas, et si de plus on élimine les pixels du centre, il manque trop d'informations au programme d'ajustement pour converger.

Dans les ajustements qui vont suivre, aucun seuil n'est imposé et tous les photons des régions du ciel concernées sont pris en compte. Pour tester la validité du modèle et le fait que les résultats ne dépendent pas de la taille du pixel, nous avons fait des ajustements sur deux types d'images: des images de 512×512 pixels de $14.947''$ de côté, et des images de 256×256 pixels de $29.894''$ de côté.

Nous excluons de l'ajustement toutes les sources ponctuelles ou diffuses qui apparaissent dans la première passe de l'analyse en ondelettes de l'image. La région de la surdensité X diffuse située sur la ligne de visée de la radiosource MCR 0038-096 apparaît lors de la deuxième passe de l'analyse en ondelettes. Elle est aussi exclue de l'ajustement.

On a vu que le pic en X était un peu déplacé relativement au centre de la structure diffuse. Cependant, la distance entre les deux est faible (2 ou 3 pixels); nous avons modélisé l'image

TAB. 3.4 – Résultats des ajustements pour l’amas Abell 85 avec un β -modèle.

Modèle	n_0 (10^{-3}cm^{-3})	β	r_c (kpc)	ϵ	T_{ROSAT} (keV)	R_{ref1} (kpc)	\dot{M}_1 (M_\odot/an)	T_{Ein} (keV)	R_{ref2} (kpc)	\dot{M}_2 (M_\odot/an)
1	15.25	0.534	89	0.83	4	266	587	6.2	228	479
erreur à 3σ	0.75	0.005	5	0.02	1.5	39	165			
2	16.9	0.53	80	0.835	4	259	546	6.2	223	448
erreur à 3σ	0.9	0.005	4	0.02	1.5	37	149			

1 : taille du pixel = 29.894''

2 : taille du pixel = 14.947''

TAB. 3.5 – Résultats des ajustement pour l’amas Abell 85 avec une loi de Mellier-Mathez modifiée.

Modèle	I_0 (10^{-3}cm^{-3})	ν	a (kpc)	ϵ	T_{ROSAT} (keV)	R_{ref1} (kpc)	\dot{M}_1 (M_\odot/an)	T_{Ein} (keV)	R_{ref2} (kpc)	\dot{M}_2 (M_\odot/an)
3	4.25	0.61	379	0.815	4	262	693	6.2	217	515
erreur à 3σ	0.15	0.015	12	0.015	1.5					
4	6.75	0.495	251	0.83	4	256	625	6.2	214	472
erreur à 3σ	0.45	0.015	15	0.02	1.5					

3 : taille du pixel = 29.894''

4 : taille du pixel = 14.947''

en situant le centre de l’image synthétique sur ce pic.

On a vu que la distribution du gaz à 3 dimensions pouvait être un ellipsoïde aplati ou allongé. Cette différence de géométrie induit des valeurs de masses de gaz et dynamique différentes, les masses étant supérieures dans le cas de l’ellipsoïde aplati d’un facteur $1/\epsilon$ ($\epsilon < 1$).

Les ajustements qui suivent seront donc effectués dans le cas de l’ellipsoïde allongé et les résultats seront extrapolés au cas de l’ellipsoïde aplati.

Résultats des ajustements

Ajustements effectués en gardant la partie centrale

Les tables 3.4 et 3.5 contiennent les résultats des différents ajustements. La table 3.4 présente les résultats des ajustements effectués avec le β -modèle (voir l’équation 2.10). La colonne 1 indique les caractéristiques de l’ajustement. Les colonnes 2,3,4,5 contiennent les valeurs des paramètres de l’ajustement; les colonnes 6,7,8 contiennent respectivement la température globale obtenue avec le satellite ROSAT, le rayon de refroidissement donné par l’équation 3.12 et la masse de gaz déposée par an donnée par l’équation 3.8 (nous avons

multiplié \dot{M} par ϵ^2 pour tenir compte de la géométrie). Les colonnes 9,10,11 contiennent des résultats similaires aux trois colonnes précédentes mais avec la température obtenue par David et al. (1993) avec le satellite Einstein. Les erreurs à 3σ sur les différents paramètres sont également données. Ces valeurs sont calculées par le logiciel lors de l'ajustement. Un calcul de propagation des erreurs est effectué pour trouver les erreurs à 3σ sur les rayons de refroidissement R_{ref} et sur les masses déposées \dot{M} . Je n'ai pas indiqué les valeurs des incertitudes lorsque des calculs sont effectués en utilisant la température observée par le satellite Einstein (T_{Ein}). En effet, les erreurs à 3σ ne sont pas indiquées par David et al. (1993) mais on peut espérer que l'incertitude relative sur la température est plus faible avec Einstein car la bande passante en énergie est plus grande pour ce satellite. Il est à noter que ces calculs d'erreurs ne tiennent pas compte d'éventuelles erreurs systématiques.

La table 3.5 présente les résultats de l'ajustement effectué avec une loi de Mellier-Mathez modifiée (voir l'équation 2.11). Les colonnes sont semblables à celles de la table 3.4 avec le rayon de refroidissement obtenu dans l'équation 3.13 et la masse déposée avec l'équation 3.9 (\dot{M} est aussi affecté d'un coefficient ϵ^2).

On va comparer tout d'abord les résultats des différents ajustements entre eux puis on les comparera avec des données de la littérature. On constate tout d'abord que dans les modèles 1 et 2, les paramètres des ajustements sont très semblables; les barres d'erreurs relativement faibles ($\leq 6\%$) ont en effet une plage de valeurs communes. Dans ces deux modèles les valeurs de R_{ref} et \dot{M} sont très proches. On constate quand même que lorsque la taille du pixel est plus petite, la densité centrale est légèrement plus grande, β et r_c étant légèrement plus petits. Ceci est dû au phénomène de courants de refroidissement qui implique un profil de densité très piqué au centre. On verra que les valeurs des masses de gaz et dynamiques sont quasiment indiscernables lorsque la taille du pixel change. Les valeurs des masses déposées sont très proches. La valeur moyenne est de $566 M_\odot/\text{an}$ lorsqu'on utilise T_{ROSAT} et $463 M_\odot/\text{an}$ avec T_{Ein} .

Pour illustrer les ajustements, je présente la figure 3.17 qui montre la superposition des isocontours de l'image du PSPC avec les isocontours de l'image synthétique provenant du modèle 2. La taille du pixel est de $14.947''$.

Dans les ajustements effectués avec une loi de Mellier-Mathez, on observe deux types de solutions suivant la taille du pixel. Le modèle 3 présente une densité centrale plus faible que le 4 mais des paramètres ν et a plus grands. La taille du pixel semble donc influencer sur les valeurs des paramètres lorsque le modèle de Mellier-Mathez est utilisé. Ceci s'explique par le fait que ce modèle est très piqué au centre et la valeur de la densité centrale (I_0) est très sensible à la valeur et donc à la taille du pixel central, les autres paramètres s'adaptant pour minimiser la fonction de vraisemblance. On peut ainsi remarquer que dans cet amas qui possède de forts courants de refroidissement, au profil de densité très piqué au centre, les valeurs de I_0 sont plus grandes lorsque la taille du pixel est plus petite. Ceci dit, les rayons de refroidissement sont quasiment identiques et la masse déposée est un peu supérieures dans le cas 3 par rapport au cas 4 ($\sim 10\%$). On verra également que

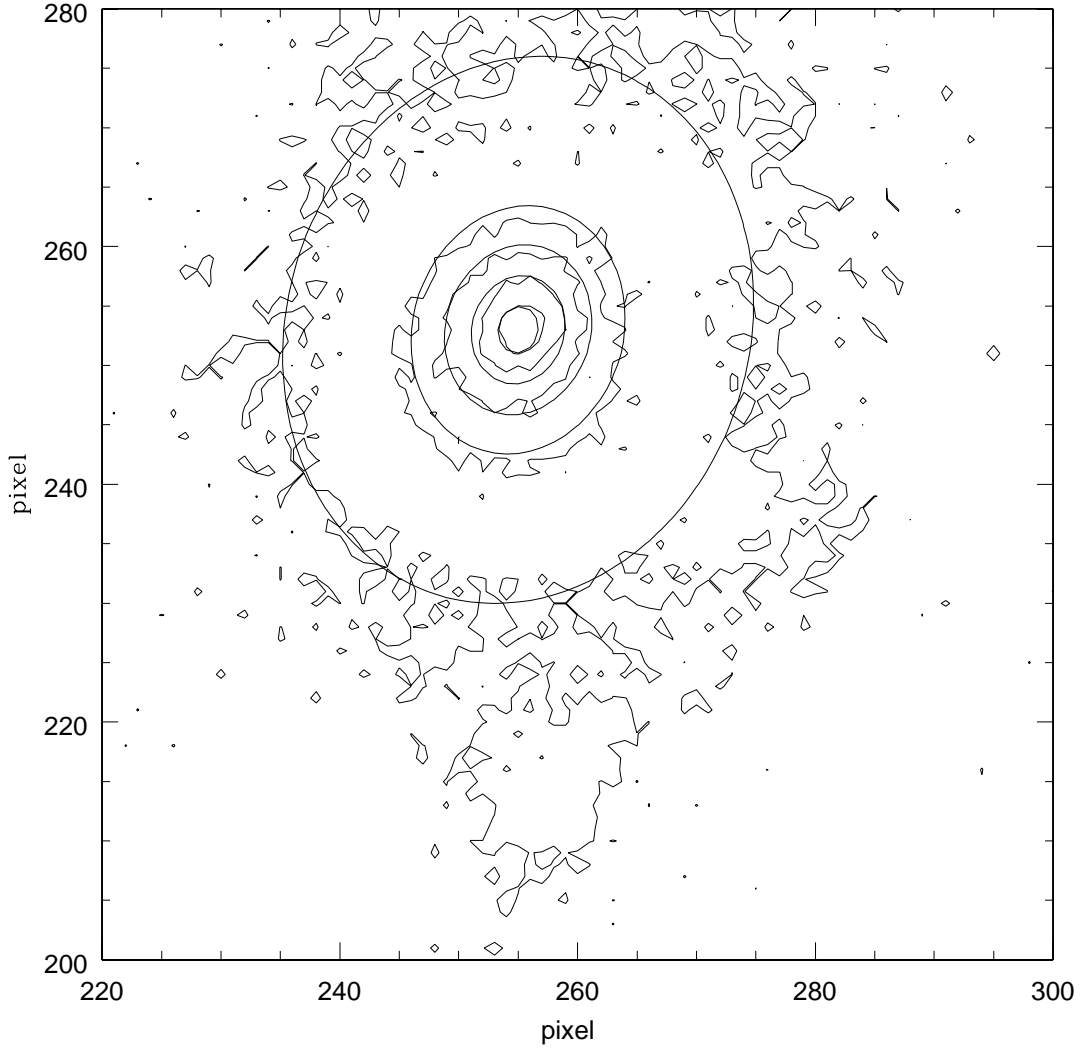


FIG. 3.17 – Isocontours de la région centrale de l’amas Abell 85 superposés à ceux de l’image synthétique obtenue avec le modèle 2 de la table 3.4. Le β -modèle est utilisé pour l’ajustement, la taille du pixel est de $14.947''$. Les sources ponctuelles ainsi que la sous structure sud et la surdensité X diffuse située sur la ligne de visée de la radiosource MCR 0038-096 sont exclues de l’ajustement. Les isocontours ont pour valeur: 5, 25, 50, 100 et 200.

les valeurs des masses de gaz et dynamiques sont indiscernables lorsque la taille du pixel change.

On observe que les rayons de refroidissement sont quasiment identiques à ceux obtenus avec le β -modèle et les masses déposées valent en moyenne $660 M_{\odot}/\text{an}$ avec T_{ROSAT} et $490 M_{\odot}/\text{an}$ avec T_{Ein} .

Comparons maintenant nos résultats avec ceux qui existent dans la littérature. La densité centrale est plus faible (d'environ 40%) que celle obtenue par Gerbal et al. (1992) qui considéraient le plasma constitué d'hydrogène ionisé uniquement, ce qui, comme on l'a vu, a pour effet de surestimer cette densité. De plus, des tests ont montré que le fait d'enlever de l'ajustement les photons au-dessous d'un certain seuil surestimait la densité centrale.

La densité centrale obtenue ici dans le cas du β -modèle est cependant supérieure à celle obtenue par Stewart et al. (1984). Il faut cependant garder en mémoire que les auteurs eux-mêmes pensent que leur valeur est sous-estimée.

Le rayon de cœur r_c et le paramètre β sont plus grands que ceux trouvés par Gerbal et al. (1992) mais restent assez petits. Cela traduit la présence d'un fort courant de refroidissement. On peut d'ailleurs constater que dans le cas du β -modèle, les limites basses trouvées pour \dot{M} sont dans les barres d'erreur supérieures des valeurs obtenues par White et al. (1991). Les valeurs obtenues avec l'utilisation d'une loi de Mellier-Mathez sont encore supérieures. Il faut souligner ici que le rayon de refroidissement dépend de l'âge choisi pour l'amas (paramètre difficile à déterminer), le rayon de refroidissement étant d'autant plus grand que l'âge de l'amas est grand. La masse déposée est, elle, d'autant plus grande que le rayon de refroidissement est grand. Ainsi suivant les auteurs, les masses déposées par les amas possédant des courants de refroidissement varient. De plus, la définition même de la masse déposée peut varier suivant les auteurs. Lorsque nous comparerons, avec la même méthode, l'amas Abell 85 avec les amas présentés dans le chapitre 5, nous confirmerons que le courant de refroidissement d'Abell 85 est effectivement très important.

Ajustements effectués en supprimant la partie centrale

Une partie de l'émissivité X est donc due à ce courant de refroidissement. Pour déterminer les valeurs des masses de gaz et dynamique, il est de ce fait incorrect d'appliquer notre modèle simple jusqu'à $r = 0$ où la physique est plus complexe. J'ai donc effectué d'autres ajustements en enlevant la partie centrale de l'amas jusqu'à un rayon égal à R_{ref} . Les ajustements ont été faits avec les températures obtenues avec les satellites ROSAT et Einstein. Deux tailles de pixels sont toujours utilisées.

La table 3.6 présente les résultats des ajustements effectués avec le β -modèle. La colonne 1 présente le numéro du modèle dont les caractéristiques sont précisées au bas de la table. La dernière colonne précise le rayon de la partie exclue. Les autres colonnes contiennent les valeurs des paramètres de l'ajustement. Les erreurs à 3σ sont de nouveau précisées. La table 3.7 présente les résultats des ajustements effectués avec une loi de Mellier-Mathez modifiée. Les colonnes sont les mêmes que pour la table 3.6.

Pour une même taille de pixel, on observe quelques différences sur les valeurs des paramètres. Ces différences sont dues au fait que la partie spatiale exclue de l'ajustement n'est pas la même dans les ajustements effectués en utilisant les températures de ROSAT ou celles d'Einstein. En effet les valeurs de R_{ref} sont différentes et la partie exclue est plus importante dans le cas des données ROSAT; dans ce dernier cas, ceci a pour effet de baisser la valeur de la densité centrale n_0 et d'augmenter les valeurs de β et r_c dans le cas d'un β -modèle. Dans le cas d'une loi de Mellier-Mathez modifiée, I_0 diminue, a et ν augmentent.

On constate que lorsqu'on enlève la partie centrale, les valeurs de n_0 diminuent et deviennent très semblables à celles obtenues par Jones & Forman (1984) avec le satellite Einstein et en utilisant une géométrie sphérique. Les valeurs de β et r_c augmentent et sont aussi très proches de celles trouvées par Jones & Forman. Cependant, comme on l'a vu ci-dessus, pour comparer plus précisément les résultats, il faudrait connaître la taille exacte mesurée par leur partie centrale supprimée. Mais la comparaison à ce niveau n'est pas très importante car comme on le verra plus loin, la valeur des masses dépend peu de cette taille.

Gerbai et al. (1992) trouvent des densités centrales plus fortes; par contre ils obtiennent des valeurs de β et r_c beaucoup plus faibles. C'est également ce qu'on obtient lorsqu'on fait des tests en enlevant les photons au-dessous d'un certain seuil.

Lorsqu'on utilise les modèles de Mellier-Mathez, on constate que la densité centrale I_0 augmente par rapport aux ajustements effectués avec tout l'amas. Par contre ν et a diminuent. La figure 3.18 présente la densité obtenue avec le modèle de Mellier-Mathez et le β -modèle lorsque la taille du pixel est de $29.894''$ et lorsqu'on utilise la température T_{ROSAT} pour le calcul de R_{ref} (modèles 2 et 6 des tables 3.6 et 3.7). On constate que dans le domaine de validité de l'ajustement (entre R_{ref} et R_L) les courbes se superposent; on observe le comportement différent des deux modèles lorsque r tend vers 0.

Valeurs des masses et fraction de baryons

Je vais maintenant présenter les valeurs de la masse de gaz et de la masse dynamique obtenues avec les différents modèles grâce aux paramètres des tables 3.6 et 3.7. Pour trouver la masse de gaz, j'utilise les équations 2.26 et 2.29; pour la masse dynamique, j'utilise les équations 2.35 et 2.36. Dans la table 3.8, je présente les résultats obtenus avec le β -modèle. La colonne 1 présente le numéro du modèle dont les caractéristiques sont précisées au bas de la table. Les colonnes 2,3,4 et 5 donnent les valeurs de la masse de gaz pour respectivement R_L , 0.5, 1 et $3 h_{50}^{-1}$ Mpc. Les colonnes 6,7,8 et 9 donnent les valeurs de la masse dynamique pour ces mêmes valeurs du rayon. La colonne 10 précise l'origine de la température utilisée.

La table 3.9 présente les mêmes résultats mais avec les paramètres de la loi de Mellier-Mathez modifiée. Un calcul de propagation des erreurs a été fait et ces deux tables indiquent les erreurs à 3σ lorsque les données ROSAT sont utilisées.

Quelle que soit la taille du pixel et quelle que soit la paramétrisation de

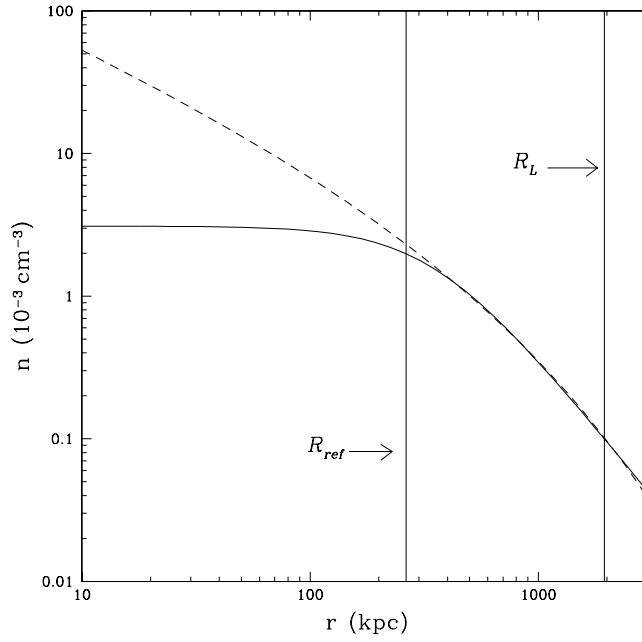


FIG. 3.18 – Profils de densités du gaz obtenus pour les modèles 2 et 6 des tables 3.6 et 3.7. La courbe en trait continu représente le β -modèle (modèle 2) et la courbe discontinue le modèle de Mellier-Mathez (modèle 6). Sont indiqués le rayon de la partie exclue lors de l'ajustement ($R_{ref} \sim 264 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$) ainsi que le rayon maximal de l'ajustement (R_L).

la densité électronique, les valeurs des masses de gaz sont quasiment semblables. Les différences obtenues sur les masses dynamiques proviennent des différences de températures observées par les deux satellites. Pour une même température, c'est uniquement lorsque la distance au centre devient très grande que la masse dynamique obtenue avec la loi de Mellier-Mathez devient plus grande que celle obtenue avec le β -modèle. Je présente sur la figure 3.19 les profils de masse de gaz et dynamique pour les modèles 2,4,6 et 8 des tables 3.6 et 3.7. Je rappelle que ces modèles correspondent au cas de l'ellipsoïde allongé, pour les deux tailles de pixel, et en utilisant T_{ROSAT} . Les 4 courbes du bas représentent la masse de gaz à l'intérieur de l'ellipsoïde de rayon r et les 4 courbes du haut la masse dynamique. Un même type de trait correspond aux résultats d'un même ajustement. On remarque que les courbes sont groupées par couple, dont la seule différence est la taille du pixel. Lorsque r est faible les deux courbes les plus hautes des profils de masse de gaz et dynamique correspondent aux ajustements effectués avec les modèles de Mellier-Mathez. Dans le domaine de validité de notre modélisation (entre R_{ref} et R_L) et même au delà, les profils de masses de gaz et dynamiques obtenus avec les deux types de lois sont très proches. Je rappelle ici que la modélisation n'est plus valable pour des rayons inférieurs à R_{ref} car on a vu que la présence de courants de refroidissement implique une physique plus complexe; la modélisation n'est plus valable non plus pour des rayons très supérieurs à R_L car la taille de l'amas est limitée spatialement.

Nous allons comparer les valeurs des masses obtenues dans ce travail avec les valeurs obtenues par Gerbal et al. (1992) et White et al. (1997) avec les données du satellite Einstein.

Gerbale et al. (1992) indiquent les valeurs des masses à 1 et 3 h_{50}^{-1} Mpc obtenues à partir d'un ajustement effectué avec un β -modèle ou une loi de Mellier-Mathez dans le cas d'un ellipsoïde allongé. Dans tous les cas, je trouve une masse de gaz entre 1.1 et 1.6 fois plus grande qu'eux. Par contre les valeurs des masses dynamiques trouvées ici sont plus faibles. Il faut noter que Gerbal et al. trouvent une température plus élevée que celles utilisées dans cette étude, et se rappeler que la masse dynamique est proportionnelle à la température. Si j'avais pris la même température qu'eux, les masses dynamiques seraient quasiment identiques.

White et al. (1997) indiquent les valeurs des masses à 0.5 et 1 h_{50}^{-1} Mpc en considérant l'amas sphérique et en ne tenant pas compte d'une éventuelle ellipticité. Ils utilisent pour calculer la masse dynamique, la température obtenue par David et al. (1993) ($T_{Einstein}$). Les résultats que nous obtenons pour les masses de gaz dans le cas de l'ellipsoïde aplati sont très proches de leurs résultats. Pour les masses dynamiques, à 0.5 h_{50}^{-1} Mpc nous trouvons des valeurs plus faibles (d'environ 25%) alors que les valeurs obtenues à 1 h_{50}^{-1} Mpc dans le cas de l'ellipsoïde aplati sont quasiment identiques.

Je vais utiliser les résultats précédents sur les masses de gaz et dynamiques pour calculer une limite inférieure de la fraction de baryons dans l'amas Abell 85. Dans la table 3.10 je présente la valeur des rapports M_{gaz}/M_{dyn} obtenus à partir d'un β -modèle pour les rayons R_L , 0.5, 1, et 3 h_{50}^{-1} Mpc dans les colonnes 2,3,4,5. La colonne 1 présente le numéro du modèle dont les caractéristiques sont précisées au bas de la table. La table 3.11

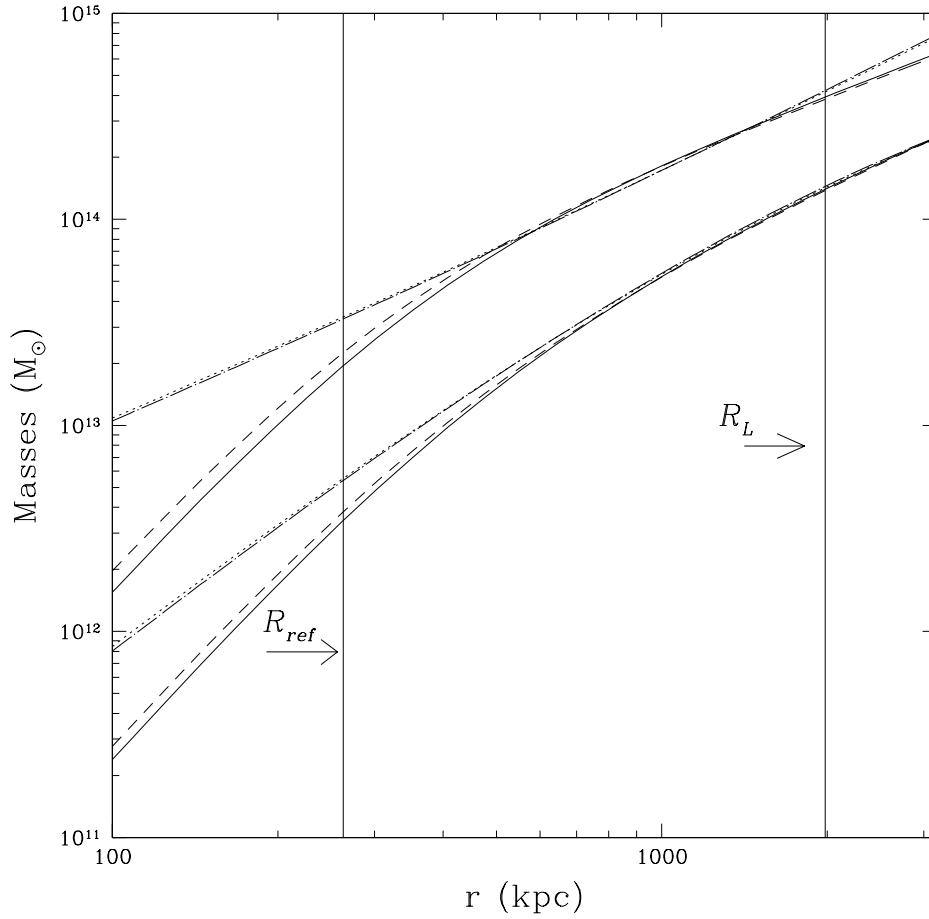


FIG. 3.19 – *Profils de masses de gaz (4 courbes du bas) et dynamiques (4 courbes du haut) obtenus pour les modèles 2 (trait continu), 4 (tirets courts), 6 (tirets longs-pointillés) et 8 (pointillés) définis dans les tables 3.6 et 3.7. Sont indiqués le rayon de la partie exclue lors de l'ajustement ($R_{ref} \sim 264 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$) ainsi que le rayon maximal de l'ajustement (R_L).*

présente les mêmes valeurs mais obtenues à partir d'une loi de Mellier-Mathez modifiée.

La figure 3.20 montre l'évolution du rapport $M_{\text{gaz}}/M_{\text{dyn}}$ en fonction de la distance au centre de l'amas pour les deux modèles de densités électroniques et pour les deux températures. Seules les modélisations effectuées avec une taille de pixel égale à $29.894''$ sont représentées. Les deux courbes les plus basses de chaque tableau, dans le domaine de validité de la modélisation, représentent les cas où la température T_{Einstein} est utilisée. On observe que la matière noire est plus concentrée spatialement que le gaz. Des résultats similaires ont été observés dans des études basées sur les données du satellite Einstein (voir Durret et al. 1994). On voit que le comportement n'est pas tout à fait le même pour les deux profils de densités. Alors que le fait que β soit inférieur à 1 conduise à une masse de gaz divergente et le fait que β soit inférieur à $2/3$ à un rapport $M_{\text{gaz}}/M_{\text{dyn}} > 1$ lorsque les rayons deviennent très grands, on voit que ce même rapport atteint un maximum vers $1.5 h_{50}^{-1}$ Mpc avec une loi de Mellier-Mathez. La fraction de gaz à R_L vaut environ 35% $h_{50}^{-3/2}$ lorsque la température obtenue par ROSAT est utilisée et 23% $h_{50}^{-3/2}$ lorsqu'on prend la température que trouve le satellite Einstein. Les valeurs à $1 h_{50}^{-1}$ Mpc sont compatibles avec celles trouvées par White et al. (1997) (et supérieures de 25% à $0.5 h_{50}^{-1}$ Mpc) lorsque la température obtenue par le satellite Einstein est utilisée. Dans tous les cas, les résultats obtenus semblent difficilement compatibles avec la nucléosynthèse primordiale, d'autant plus que si on prenait en compte la masse des galaxies, la fraction de baryons grandirait encore. En utilisant nos données optiques, nous avons calculé la luminosité dans la bande V à l'intérieur d'un cercle de rayon $\sim 1400 h_{50}^{-1}$ Mpc et en prenant en compte uniquement les galaxies appartenant à l'amas. La valeur trouvée est $L_V \sim 8.4 \cdot 10^{11} h_{50}^{-2} L_{\odot}$, ce qui donne un rapport masse sur luminosité d'environ $320 h_{50} M_{\odot}/L_{\odot}$. Le calcul prend aussi en compte la lumière provenant de la structure d'avant plan, qu'on estime à 20% de la luminosité totale (estimation effectuée dans la bande V). Si on suppose un rapport masse sur luminosité de $8 M_{\odot}/L_{\odot}$ pour les galaxies (cf. Faber & Gallagher 1979), la masse des étoiles correspondante est de $6.7 \cdot 10^{12} h_{50}^{-2} M_{\odot}$ ce qui représente environ 10% de la masse du gaz. Ramenée à R_L , la fraction de baryons, f_b , est donc comprise entre 25% $h_{50}^{-3/2}$ (T_{Einstein}) et 39% $h_{50}^{-3/2}$ (T_{ROSAT}).

Conclusions

Plusieurs types d'ajustements ont été effectués pour créer une image synthétique de l'amas Abell 85 ressemblant à celle observée par ROSAT; deux géométries ont été utilisés ainsi que deux tailles de pixel. Lorsque la partie centrale était conservée, les valeurs de β et de r_c du β -modèle étaient relativement faibles et un modèle simple montrait la présence d'un fort courant de refroidissement.

Les ajustements effectués en supprimant la partie centrale, siège des courants de refroidissement, ont montré que les deux modèles de densité étaient très semblables dans le domaine de validité de l'ajustement, et que la taille du pixel n'influait pas sur les valeurs des masses de gaz et dynamiques. On a vu que les incertitudes liées à la taille de l'amas sur la ligne de visée et le fait que les valeurs des températures observées par Einstein et

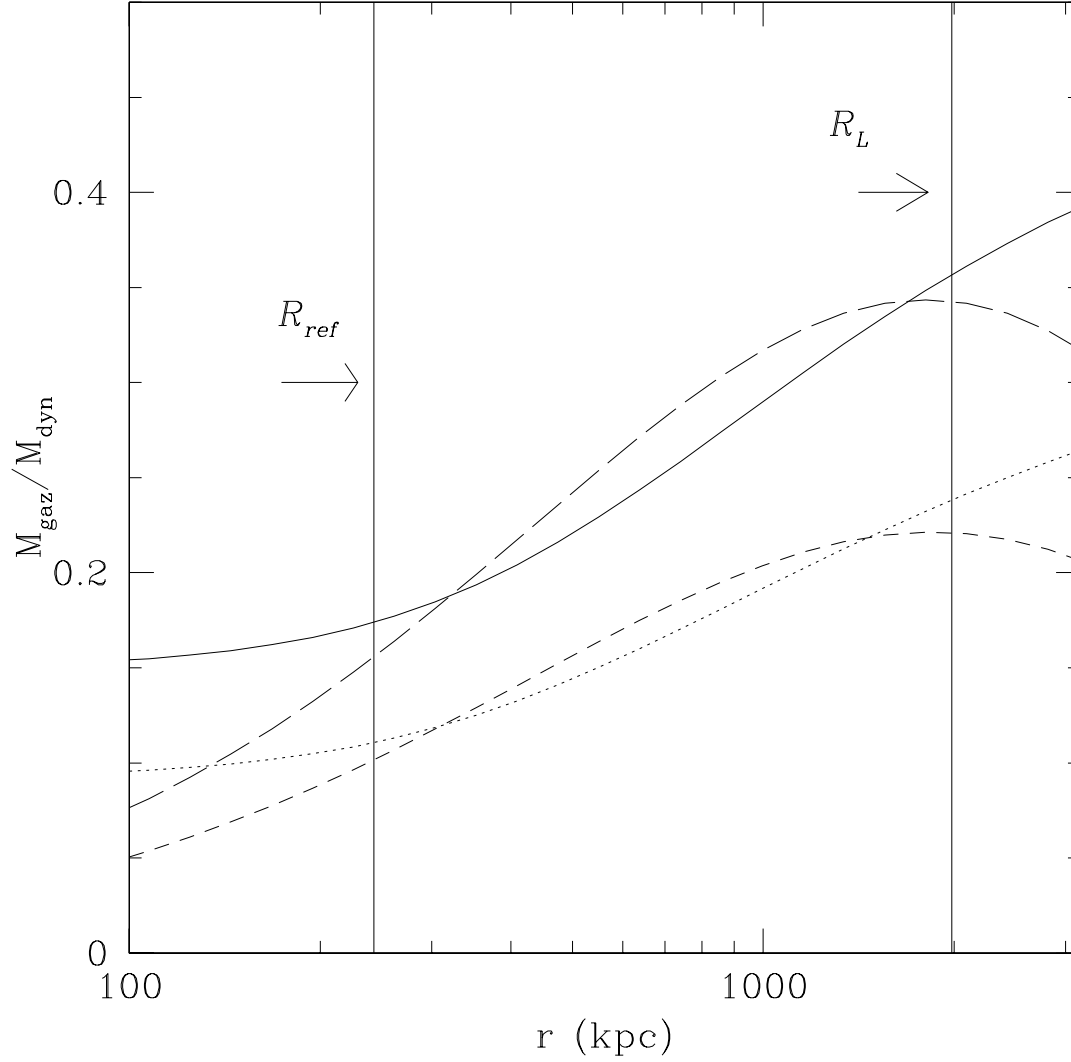


FIG. 3.20 – Rapport de la masse de gaz sur la masse dynamique. La courbe en trait continu représente une modélisation effectuée avec un β -modèle et T_{ROSAT} (modèles 2 de la table 3.6); la courbe en pointillés est effectuée avec un β -modèle et $T_{Einstein}$ (modèles 1); la courbe en tirets longs est effectuée avec un modèle de Mellier-Mathez et T_{ROSAT} (modèle 6 de la table 3.7); la courbe en tirets courts est effectuée avec un modèle de Mellier-Mathez et $T_{Einstein}$ (modèle 5). Est indiqués le rayon moyen de la partie exclue lors de l'ajustement ($R_{ref} \sim 243 h_{50}^{-1}$ kpc) ainsi que le rayon maximal de l'ajustement (R_L).

ROSAT soient différentes, donnait des valeurs de masses de gaz et dynamiques variées, à différents rayons.

Cependant, dans tous les cas, la fraction de baryons calculée est incompatible avec la nucléosynthèse primordiale dans le domaine de validité de l'ajustement dans le cas $\Omega = 1$; on rappelle que si $\Omega = 1$, la théorie de la nucléosynthèse primordiale conduit à des valeurs plus faibles pour Ω_b que pour f_b déduit des observations: $0.025 h_{50}^{-2}$ (Rugers & Hogan 1996) ou $0.1 h_{50}^{-2}$ (Tytler et al. 1996). On peut alors obtenir la valeur de Ω si l'on suppose que l'amas possède la même fraction de baryons que l'univers. Dans ce cas, on a

$$\Omega_b/\Omega = f_b \quad (3.14)$$

ce qui donne $\Omega = 0.1 h_{50}^{-0.5}$ ou $\Omega = 0.4 h_{50}^{-0.5}$ ($T_{Einstein}$) ou encore $\Omega = 0.06 h_{50}^{-0.5}$ ou $\Omega = 0.25 h_{50}^{-0.5}$ (T_{ROSAT}). Le cas $\Omega = 1$ semble donc incompatible avec les observations (pour une conclusion semblable voir par exemple White et al. (1997) et David et al. (1995)). Ceci dit, le comportement à r grand de la fraction de baryons est différent suivant qu'on utilise la loi de Mellier-Mathez ou le β -modèle. Dans le dernier cas, le rapport M_{gaz}/M_{dyn} diverge alors que dans le cas d'une loi de Mellier-Mathez ce rapport tend vers 0 réconciliant pour r grand la nucléosynthèse primordiale avec la fraction de baryons observée dans les amas et $\Omega = 1$. Malheureusement, on ne peut pas à partir de nos ajustements favoriser l'un ou l'autre des modèles de densité, outre qu'il est hasardeux d'extrapoler la fraction de baryons à de grandes distances du centre où l'équilibre hydrostatique n'est plus vérifié (Evrard et al. 1996).

3.5.2 Analyse des données du HRI

L'étude spectrale de l'amas Abell 85 effectuée avec le PSPC a suggéré que l'émission X observée était la superposition d'une phase chaude caractéristique de l'amas sauf du centre et d'une phase de nature différente au centre. Nous avons utilisé la bonne résolution spatiale du HRI de ROSAT pour modéliser ces deux composantes simultanément.

Comme dans le paragraphe 3.5, nous avons fixé la densité de colonne d'hydrogène à $N_H = 3.58 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$; la température de la phase chaude a été prise égale à 4 keV. La taille du pixel choisie est de $10''$. Le rayon limite de l'image est $R_L = 13'$; cette limite est imposée par la taille du champ de vision du HRI. Les régions de la sous structure sud et de la radiosource 0038-096 ont été enlevées de l'ajustement. Le nombre de pixels utiles est de 17101.

L'image a été traitée par les logiciels de S. Snowden (1995). Il faut noter que selon l'auteur lui-même, l'étude des sources étendues avec le HRI est plus délicate qu'avec le PSPC. Le niveau relatif du fond non cosmique est beaucoup plus fort et est dominé par le fond de particules, qui est, dans le cas du HRI, assez difficilement modélisable.

Les ajustements présentés sont obtenus en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance présentée dans le chapitre 2. Nous allons faire plusieurs modélisations. Pour

les comparer les unes avec les autres, nous avons dans chaque cas calculé une “distance” définie par

$$X^2 = \sum_{i=1}^N (y_i - y(x_i))^2 \quad (3.15)$$

la somme s'étendant aux N pixels de l'image, y_i et $y(x_i)$ représentant respectivement le nombre de photons présents sur le pixel i de l'image issue de l'observation et le nombre de photons du pixel correspondant de l'image synthétique. Plus ce nombre est petit, plus les images observées et synthétiques sont semblables.

Nous avons effectué 3 ajustements différents dont les résultats sont présentés dans la table 3.12. Seuls les résultats correspondant à la géométrie d'ellipsoïde allongé sont présentés ici. Le modèle 1 correspond à un ajustement effectué avec un β -modèle uniquement. Le modèle 2 correspond à l'addition d'un β -modèle et de la fonction d'appareil à la position du centre de la galaxie cD. La fonction d'appareil est obtenue dans David et al. (1996). L'amplitude de la fonction d'appareil est prise comme paramètre libre. Le modèle 3 correspond à l'addition de deux β -modèles de même centre.

Nous pouvons comparer les résultats du modèle 1 avec l'étude menée avec le PSPC (voir la table 3.4). On constate que la densité centrale est plus forte que dans le cas du PSPC, et les paramètres β et r_c plus petits. On peut se rappeler ici qu'on avait remarqué que la taille du pixel pouvait influencer sur les valeurs des paramètres. (mais pas sur les valeurs des masses) lorsque la densité centrale était très piquée. Le même phénomène est donc observé ici.

En étudiant les résultats du modèle 2, on observe que l'addition d'un point source convolué avec la fonction d'appareil et d'un β -modèle fait diminuer légèrement la valeur de X^2 . La valeur de la densité centrale baisse logiquement, et les paramètres β et r_c augmentent. La valeur de X^2 est encore plus basse pour le modèle 3. On observe ici que l'émissivité est la somme d'une composante à forte densité centrale et petit rayon de cœur, correspondant à la région des courants de refroidissement, avec une composante à densité centrale plus faible et rayon de cœur et paramètre β plus grands se rapprochant des valeurs de la table 3.6. Cette dernière composante caractérise la partie diffuse de l'amas. Les paramètres ne sont pas exactement égaux à ceux de la table 3.6 car dans ce dernier cas, il faut se rappeler que la valeur des paramètres change avec la partie exclue des ajustements. De plus, le rayon limite de l'image n'est pas le même pour le PSPC et pour le HRI, ce qui peut également influencer sur la valeur des paramètres; on l'observe sur les valeurs de ϵ qui diffèrent un peu.

Pour résumer, les résultats obtenus avec le HRI s'expliquent assez bien si on les compare avec ceux du PSPC, et cette étude spatiale confirme la présence de 2 composants, l'un dominant dans la région des courants de refroidissement, l'autre dans le reste de l'amas.

TAB. 3.6 – *Résultats des ajustements pour l’amas Abell 85 sans la partie centrale; utilisation d’un β -modèle.*

Modèle	n_0 (10^{-3}cm^{-3})	β	r_c (kpc)	ϵ	T (keV)	région exclue (kpc)
1	3.55	0.645	315	0.825	$T_{Einstein}$	228
erreur à 3σ	0.4	0.02	36	0.02		
2	3.1	0.66	349	0.83	T_{ROSAT}	266
erreur à 3σ	0.45	0.025	46	0.02		
3	4.0	0.63	281	0.83	$T_{Einstein}$	223
erreur à 3σ	0.55	0.02	35	0.02		
4	3.65	0.64	301	0.83	T_{ROSAT}	259
erreur à 3σ	0.55	0.02	40	0.02		

1 : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec Einstein

2 : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec ROSAT

3 : taille du pixel = $14.947''$; température obtenue avec Einstein

4 : taille du pixel = $14.947''$; température obtenue avec ROSAT

TAB. 3.7 – *Résultats des ajustements pour l’amas Abell 85 sans la partie centrale; utilisation d’une loi de Mellier-Mathez modifiée.*

Modèle	I_0 (10^{-3}cm^{-3})	ν	a (kpc)	ϵ	T (keV)	région exclue (kpc)
5	7.65	0.475	227	0.83	$T_{Einstein}$	217
erreur à 3σ	0.75	0.015	17	0.02		
6	6.35	0.495	261	0.83	T_{ROSAT}	262
erreur à 3σ	0.65	0.015	20	0.02		
7	9.65	0.445	188	0.835	$T_{Einstein}$	214
erreur à 3σ	0.1	0.01	2	0.02		
8	8.1	0.465	215	0.835	T_{ROSAT}	256
erreur à 3σ	0.8	0.015	16	0.02		

5 : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec Einstein

6 : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec ROSAT

7 : taille du pixel = $14.947''$; température obtenue avec Einstein

8 : taille du pixel = $14.947''$; température obtenue avec ROSAT

TAB. 3.8 – *Masses de gaz et masses dynamiques; valeurs obtenues à partir d'un β -modèle.*

Modèle	M_{gaz} R_L ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 0.5 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 1 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 3 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{dyn} R_L ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 0.5 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 1 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 3 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	T (keV)
1	141	16	53	237	59	11	28	91	T_{Einstein}
2	140	15	53	235	39	7	18	60	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	38	3	13	67	15	2.5	7	23	
3	140	16	53	238	59	11.5	28	90	T_{Einstein}
4	138	16	53	233	38	7.5	18	59	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	38	3.5	13	67	15	3	7	22	
1bis	172	20	65	288	72	14	34	111	T_{Einstein}
2bis	170	19	64	284	47	9	22	73	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	46	3.5	16	81	18	3	8	28	

1 : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec Einstein; ellipsoïde allongé

2 : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec ROSAT; ellipsoïde allongé

3 : taille du pixel = $14.947''$; température obtenue avec Einstein; ellipsoïde allongé

4 : taille du pixel = $14.947''$; température obtenue avec ROSAT; ellipsoïde allongé

1bis : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec Einstein; ellipsoïde aplati

2bis : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec ROSAT; ellipsoïde aplati

TAB. 3.9 – *Masses de gaz et masses dynamiques; valeurs obtenues à partir d'une loi de Mellier-Mathez modifiée.*

Modèle	M_{gaz} R_L ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 0.5 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 1 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 3 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{dyn} R_L ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 0.5 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 1 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 3 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	T (keV)
5	144	18	55	235	65	11	27	112	T_{Einstein}
6	144	17	55	236	42	7	17	73	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	27	3.5	10	47	16	2.5	6.5	28	
7	144	18	55	238	64	11.5	27	110	T_{Einstein}
8	144	18	55	236	42	7.5	17.5	72	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	27	3.5	11	48	16	3	6.5	27	
5bis	173	22	66	283	78	13	33	135	T_{Einstein}
6bis	173	21	66	283	51	8.5	21	88	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	33	4	12	57	19	3	8	34	

5 : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec Einstein; ellipsoïde allongé

6 : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec ROSAT; ellipsoïde allongé

7 : taille du pixel = $14.947''$; température obtenue avec Einstein; ellipsoïde allongé

8 : taille du pixel = $14.947''$; température obtenue avec ROSAT; ellipsoïde allongé

5bis : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec Einstein; ellipsoïde aplati

6bis : taille du pixel = $29.894''$; température obtenue avec ROSAT; ellipsoïde aplati

TAB. 3.10 – *Rapports de la masse de gaz sur la masse dynamique pour différents rayons; valeurs obtenues à partir d'un β -modèle.*

Modèle	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ R_L	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 0.5 Mpc	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 1 Mpc	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 3 Mpc	T (keV)
1	24	14.5	19	26	T_{Einstein}
2	35.5	22	29	39	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	16.5	9	13.5	18.5	
3	24	14	19	26.5	T_{Einstein}
4	36	21.5	29	39.5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	10	6	8	12	

1 : taille du pixel = 29.894'' ; température obtenue avec Einstein

2 : taille du pixel = 29.894'' ; température obtenue avec ROSAT

3 : taille du pixel = 14.947'' ; température obtenue avec Einstein

4 : taille du pixel = 14.947'' ; température obtenue avec ROSAT

TAB. 3.11 – *Rapports de la masse de gaz sur la masse dynamique pour différents rayons; valeurs obtenues à partir d'une loi de Mellier-Mathez modifiée.*

Modèle	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ R_L	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 0.5 Mpc	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 1 Mpc	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 3 Mpc	T (keV)
5	22	15.5	20.5	21	T_{Einstein}
6	34.5	24	32	32	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	16.5	9	13	18.5	
7	22.5	15.5	20.5	21.5	T_{Einstein}
8	34	24	31.5	32.5	
erreur à 3σ	17	10	13.5	18.5	T_{ROSAT}

5 : taille du pixel = 29.894'' ; température obtenue avec Einstein

6 : taille du pixel = 29.894'' ; température obtenue avec ROSAT

7 : taille du pixel = 14.947'' ; température obtenue avec Einstein

8 : taille du pixel = 14.947'' ; température obtenue avec ROSAT

TAB. 3.12 – *Résultats des ajustements des données du HRI avec un β -modèle.*

Modèle	n_0 (10^{-3}cm^{-3})	β	r_c (kpc)	ϵ	T (kev)	χ^2
1	27 ± 4	0.465 ± 0.015	45 ± 8	0.91 ± 0.06	4	12931
2	23 ± 3	0.475 ± 0.015	53 ± 8	0.91 ± 0.06	4	12816
3	5.8 ± 0.2	0.60 ± 0.05	191 ± 38	0.89 ± 0.11	4	12456
3	332 ± 16	0.51 ± 0.05	27 ± 6	0.88 ± 0.14	0.1	

1: β -modèle seul2: addition d'un β -modèle avec un point source convolué avec la fonction d'appareil3: addition de deux β -modèles

Chapitre 4

Le champ magnétique dans l'amas Abell 85

4.1 Les champs magnétiques dans les amas

4.1.1 Leur origine

Les champs magnétiques dans les amas de galaxies ont été mis en évidence grâce au rayonnement synchrotron émis par des électrons relativistes spiralant autour des lignes de champ (cf. Willson 1970, Kim et al. 1990 pour l'amas Coma). Les photons émis ont des fréquences situées dans le domaine des ondes radio (quelques MHz jusqu'à quelques GHz).

L'origine de ces champs magnétiques n'est pas encore bien établie. Les recherches s'effectuent principalement autour d'un mécanisme cosmologique: un "germe" de champ primordial serait amplifié par effondrement protogalactique couplé à une rotation différentielle ou par un effet de dynamo non-linéaire (Zel'dovich 1983).

Plusieurs théories ont été proposées pour expliquer l'origine de ce "germe" de champ: il pourrait être produit dans certaines conditions durant la période d'inflation (Dolgov 1993), apparaîtrait dans des modèles inspirés de la théorie des cordes, ou basés sur une transition de phase cosmologique du premier ordre (Sigl 1997). Dans ce dernier cas les auteurs trouvent une valeur du champ magnétique de 10^{-20} G sur une échelle comovante de 10 Mpc dans le cadre de la chromodynamique quantique.

Ces "germes" de champ doivent alors être amplifiés pour donner les intensités observées dans les amas qui sont de l'ordre de 1μ G. Différents mécanismes essaient d'expliquer comment le champ primordial a été amplifié. La dynamo $\alpha-\omega$ où l'amplification s'effectue avec de la turbulence et de la rotation différentielle est l'explication la plus ancienne (voir Enqvist 1997). Elle est cependant controversée par certains auteurs (Kulsrud 1992) et d'autres mécanismes sont proposées comme l'amplification par échange d'énergie avec un fluide turbulent (Sigl 1997).

Les théories ont actuellement besoin que des progrès observationnels soient faits, en particulier dans la mesure du champ intergalactique et intra-amas, pour tester leurs

capacités prédictives ou contraindre certains paramètres.

4.1.2 Comment mesurer les champs magnétiques

On peut obtenir une valeur du champ magnétique dans les amas de galaxies de trois façons différentes.

La rotation Faraday

La première utilise la rotation Faraday de la lumière polarisée. Cette méthode s'appuie sur le fait que le plan de polarisation d'une onde électromagnétique linéairement polarisée tourne lorsque l'onde traverse un plasma où règne un champ magnétique. L'angle de rotation $\Delta\theta$ est donné par (Lang 1974)

$$\Delta\theta = 8.1 \times 10^5 \lambda^2 \int n_e B_{\parallel} dl \quad (4.1)$$

si λ , la longueur d'onde de la lumière, est exprimée en mètres et dl , l'élément d'intégration le long de la ligne de visée, en parsecs. Les autres termes sont exprimés en unités c.g.s. ; n_e est la densité numérique des électrons thermiques, B_{\parallel} la composante du champ magnétique le long de la ligne de visée. En mesurant la rotation Faraday d'une source radio émettant à travers l'amas et celle d'une autre source dont la lumière qui nous arrive ne passe pas par l'amas, on peut avoir une idée de la valeur de B_{\parallel} si on connaît n_e (obtenu avec les données X) .

'Kim et al. (1990) ont trouvé une valeur du champ magnétique de $1.7 \pm 0.9 \times 10^{-6} \text{G}$ pour la région centrale de l'amas Coma. En poursuivant leur étude sur un échantillon d'amas (Kim 1991), ils ont obtenu des champs de l'ordre de $1\mu\text{G}$.

Equipartition de l'énergie et autres hypothèses

La deuxième méthode permet d'estimer la valeur du champ magnétique à partir du flux synchrotron émis par la source radio. L'expression de ce flux comportant deux inconnues, le champ magnétique et la normalisation du spectre des électrons relativistes (voir ci-dessous), l'estimation de $\|\mathbf{B}\|$ ne se fait qu'au prix d'une hypothèse supplémentaire. Cette hypothèse peut prendre plusieurs formes. On peut choisir de prendre la valeur de $\|\mathbf{B}\|$ qui minimise l'énergie non thermique de la radiosource, on peut évaluer l'énergie totale des électrons relativistes et l'énergie magnétique totale (équipartition de l'énergie); d'autres manières de faire existent (Harris 1995). Dans tous les cas, l'intensité du champ magnétique est donnée par (Harris 1995)

$$B = [\text{FN}(1 + K)c_{12}L/\phi V]^{2/7} \quad (4.2)$$

où FN est un facteur numérique compris entre 2π et 8π qui dépend de l'hypothèse effectuée, K est le rapport entre l'énergie des protons relativistes et celle des électrons, c_{12} est une fonction de l'indice spectral et des limites d'intégration en fréquence du flux

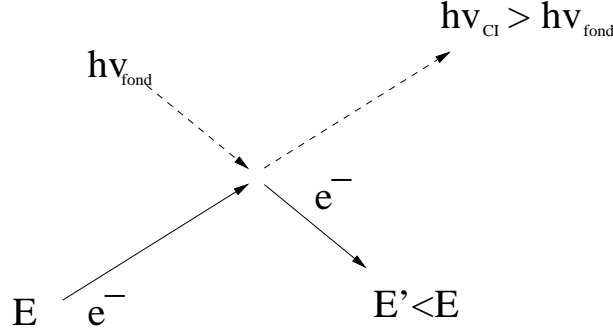


FIG. 4.1 – *Effet Compton Inverse. Les photons (ici ceux du fond de rayonnement cosmologique) gagnent de l'énergie lors de l'interaction avec des électrons ultra-relativistes. L'énergie des électrons diminue.*

synchrotron, L est la luminosité synchrotron, ϕ le facteur de remplissage (≤ 1) et V le volume où règne le champ magnétique. Jusqu'à présent ces hypothèses n'ont pas été testées et sont controversées car on n'a pas vraiment d'idée sur les valeurs de ϕ (généralement pris égal à 1) et K (qui peut varier de 0 à 100... (Harris 1995)). Les valeurs des champs magnétiques obtenues avec ces hypothèses sont donc suspectes. En utilisant l'hypothèse de l'équipartition de l'énergie, Feretti & Giovannini (1997) trouvent une valeur de $\|\mathbf{B}\|$ de $\sim 0.4\mu\text{G}$ dans les radiosources diffuses de Coma.

Utilisation du flux Compton Inverse issu du rayonnement à 3K

La troisième méthode, celle que nous avons utilisée, ne nécessite pas de telles hypothèses et peut même tester la validité de celles-ci.

Outre la connaissance du flux synchrotron émis par la source radio, elle utilise la valeur du flux Compton Inverse émis par les photons du fond de rayonnement cosmologique (le rayonnement à 3K) présents partout dans l'univers. Les photons de fréquence quelques centaines de GHz sont diffusés par les électrons relativistes de la radiosource. Ils gagnent ainsi de l'énergie (effet Compton Inverse, cf. figure 4.1) et deviennent des rayons X (de fréquence $\sim 10^{18}\text{Hz}$) qui sont observables par le satellite ROSAT.

Voyons ce qui se passe plus quantitativement.

On suppose que le nombre d'électrons relativistes par cm^3 dans un intervalle d'énergie dE est

$$\begin{aligned} N(E)dE &= N_0 E^{-p} dE & \text{pour } E_0 < E < E_m \\ &= 0 & \text{sinon} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Dans ce cas la puissance par unité de volume et de fréquence émise par effet synchrotron par une distribution d'électrons dans un champ magnétique s'écrit (Blumenthal & Gould 1970)

$$\left(\frac{dW}{d\nu dt}\right)_{\text{synchrotron}} = \frac{4\pi N_0 e^3 B^{\left(\frac{p+1}{2}\right)}}{mc^2} \left(\frac{3e}{4\pi mc}\right)^{\frac{p-1}{2}} a(p) \nu_s^{-\left(\frac{p-1}{2}\right)} \quad (4.4)$$

avec $a(p)$ qui vaut ~ 0.1 pour p entre 1.5 et 5, ce qui est le cas en pratique. e et m représentent respectivement la charge et la masse de l'électron, B l'intensité du champ magnétique, c la vitesse de la lumière et ν_s la fréquence du photon émis. On fait l'hypothèse que la distribution des électrons est isotrope et que la contribution à la puissance totale des électrons d'énergie soit très faible ($E \rightarrow 0$), soit très forte ($E \rightarrow \infty$) est négligeable. On obtient alors le flux reçu par le radiotélescope intégré entre les fréquences ν_1 et ν_2

$$f_s = \frac{V}{4\pi D^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \left(\frac{dW}{d\nu dt} \right)_{\text{synchrotron}} d\nu \quad (4.5)$$

avec V le volume d'émission et D la distance nous séparant de la source.

De même (Blumenthal & Gould 1970), on obtient la puissance lumineuse émise par unité de volume et de fréquence par effet Compton Inverse lors de l'interaction d'électrons dont la distribution suit la loi de puissance de l'équation (4.3) et une distribution de photons qui suit une loi de corps noir

$$\left(\frac{dW}{d\nu dt} \right)_{\text{CI}} = h\pi^{-1} \left(\frac{r_0^2}{\hbar^3 c^2} \right) N_0(kT)^{\frac{p+5}{2}} F(p) (h\nu_{\text{CI}})^{-(\frac{p-1}{2})} \quad (4.6)$$

avec $F(p)$ compris entre 3.48 et 92.9 pour p compris entre 0 et 5. r_0 représente le rayon classique de l'électron, h la constante de Planck et \hbar la constante de Planck rationalisée, k la constante de Boltzmann, T la température du corps noir (ici celle du fond de rayonnement cosmologique au décalage vers le rouge de la radiosource) et ν_{CI} la fréquence du photon émis par effet Compton Inverse. On fait ici l'hypothèse que les électrons d'énergie proche de E_0 et E_m (voir l'équation 4.3) contribuent peu à la puissance lumineuse totale.

Le flux reçu par le satellite ROSAT intégré entre les fréquences ν'_1 et ν'_2 s'écrit alors

$$f_{\text{CI}} = \frac{V}{4\pi D^2} \int_{\nu'_1}^{\nu'_2} \left(\frac{dW}{d\nu dt} \right)_{\text{CI}} d\nu \quad (4.7)$$

On peut faire plusieurs remarques à propos de ces équations:

- L'indice spectral $\alpha = (p - 1)/2$ qui apparaît dans les équations (4.4) et (4.6) est le même. La relation entre l'observable α et l'exposant p de l'équation (4.3) est donc

$$p = 2\alpha + 1 \quad (4.8)$$

- Avec les équations (4.4) et (4.6), ou (4.5) et (4.7), il n'y a plus besoin de faire d'hypothèse supplémentaire pour déterminer l'intensité du champ magnétique B et la normalisation N_0 du spectre des électrons relativistes. Pour déterminer B , il suffit de faire le rapport de ces équations et ainsi faire disparaître N_0 . On trouve

$$\frac{f_s}{f_{\text{CI}}} \propto B^{\frac{p+1}{2}} \propto B^{\alpha+1} \quad (4.9)$$

d'où

$$B \propto \left(\frac{f_s}{f_{CI}} \right)^{\frac{1}{\alpha+1}} \quad (4.10)$$

- Avec cette dernière équation, on remarque que si on a une limite supérieure sur le flux Compton Inverse, on aura une limite inférieure sur la valeur du champ magnétique.

Cette façon de mesurer des champs magnétiques semble donc plus fiable que la seconde méthode (car on ne fait pas d'hypothèse théorique supplémentaire) et est intéressante car elle permet de mesurer les champs magnétiques d'une manière totalement indépendante de la première méthode. Cependant les précédents essais visant à détecter les rayons X diffusés par effet Compton Inverse n'ont pu donner qu'une limite supérieure au flux Compton Inverse donc une limite inférieure à B .

Ceci pour deux raisons:

La première est la non détection d'un flux de rayons X (Harris 1995, Henriksen 1998) ou même γ (Rephaeli 1974) dans la direction d'une radiosource quelconque. Ainsi suivant la sensibilité de l'instrument d'observation, on obtient une limite supérieure sur le flux Compton Inverse.

L'autre raison est la difficulté de séparer le flux Compton Inverse du flux Bremsstrahlung ou du flux X dû à des sources ponctuelles (galaxies Seyfert) comme pour l'amas Persée où NGC 1275 compte pour une large fraction du flux X observé (Rothschild 1981).

Ainsi pour mesurer les champs magnétiques dans les amas avec cette dernière méthode, il faut tout d'abord détecter une source de rayonnement Compton Inverse (rayonnement X) qui se superpose à une radiosource qui émet du rayonnement synchrotron; ensuite il s'agira d'identifier et de quantifier les photons issus des processus de rayonnement Compton Inverse, Bremsstrahlung ou issus de sources ponctuelles. C'est ce que nous avons fait pour l'amas Abell 85 et plus particulièrement pour la région de la radiosource à spectre très pentu (RSSTP) ("*very steep spectrum radio source, VSSRS*") 0038-096. Mais avant de parler de la mesure pratique du champ magnétique, je vais présenter la RSSTP 0038-096 et préciser l'origine de ses électrons relativistes.

4.2 La radiosource à spectre très pentu 0038-096

4.2.1 Les radiosources de type "reliques" dans les amas de galaxies

Théories

Dans les amas de galaxies existent de nombreux types de radiosources. Elles peuvent être compactes ou étendues et sont la plupart du temps associées à une contrepartie optique: galaxie elliptique, noyau actif d'une galaxie de type Seyfert, quasar, ... (cf.

Combes 1991).

Les radiosources diffuses de type halo et celles de type “reliques”, sont situées dans les amas de galaxies mais **on ne leur connaît pas de contrepartie optique**. Par définition (Hanisch 1987), les radiosources de type halo, dont la plus connue est située dans l’amas Coma (Coma C), sont des sources diffuses situées au centre des amas (mais pouvant s’étendre assez loin), celles de type “reliques” étant situées dans les amas mais pas au centre. Il existe d’autres différences explicitées dans Harris et al. (1993). Il semble que ces radiosources subissent un processus de formation similaire. On pense que ce sont les restes (“*relic*”) de radiogalaxies dont les noyaux ont cessé toute activité (Komissarov 1994). Le spectre très pentu de ces sources s’explique par les pertes d’énergie par effet synchrotron des électrons relativistes après que les noyaux aient cessé d’injecter des électrons de haute énergie. En effet les pertes synchrotron sont décrites par $dE/dt \propto -E^2$, ce qui signifie que plus les électrons sont énergétiques plus ils perdent leur énergie rapidement. On comprend donc pourquoi ces “reliques” possèdent un spectre synchrotron plus pentu que les radiogalaxies normales, qui elles sont régulièrement approvisionnées en électrons très énergétiques. On trouve ces RSSTP uniquement dans les groupes et amas de galaxies où la pression thermique du gaz chaud permet de confiner les électrons relativistes et ainsi d’éviter une disparition prématurée de la “relique”.

Des modèles ont été développés récemment pour décrire l’évolution spectrale de ces radiosources (Komissarov & Gubanov 1994, Goldshmidt & Rephaeli 1994). Ils adaptent et perfectionnent les modèles d’évolution spectrale de radiosources de Kardashev-Pacholczyk (cf. Pacholczyk 1970) où l’on suppose une distribution anisotrope de l’angle entre la vitesse de l’électron relativiste et le champ magnétique et celui de Jaffe-Perola (Jaffe & Perola 1973) où la distribution de cet angle est isotrope.

Komissarov & Gubanov (1994) modifient et adaptent ces modèles dans le cas des “reliques” en supposant un temps fini pour l’injection de particules relativistes et en tenant compte des pertes d’énergie des électrons dues à la diffusion Compton Inverse des photons du fond de rayonnement cosmologique. Ils ajustent leurs modèles aux spectres observés de RSSTP dans les amas et trouvent des champs magnétiques de l’ordre de $10\mu\text{G}$ (plusieurs fois supérieurs aux valeurs trouvées avec l’hypothèse d’équipartition de l’énergie) et des temps de vie de ces “reliques” de l’ordre de 10^8 ans. Cependant du fait du nombre important de paramètres libres dans leurs ajustements, les incertitudes sur les différentes grandeurs sont très importantes. Par exemple la valeur du champ magnétique dans la région de la RSSTP 0038-096 est $2.5\text{--}10\mu\text{G}$ à 1σ .

Voyons maintenant un échantillon de radiosources de type “reliques” ayant été observées.

Observations

Dans l’amas Coma, près de Coma A (3C277.3), la source étendue 1253+275, observée par exemple par Giovannini et al. (1985) avec le VLA à 1.5 GHz est une “relique”. Il n’y a pas d’identification évidente en optique. Les auteurs suggèrent que la radiosource pourrait être une “relique” issue de l’activité passée de IC 3900, une galaxie de Coma proche de

la source. Enßlin et al. (1998) pensent que c'est plutôt la radiogalaxie NGC 4789 qui est à l'origine de la source étendue 1253+275. Goss et al. (1987) et Harris et al. (1993) comparent la source précédente à d'autres "reliques" qu'ils observent et trouvent des propriétés physiques semblables.

Joshi et al. (1986) ont présenté des cartes de huit amas de galaxies contenant des RSSTP. Abell 13, Abell 85 ou encore Abell 2009 appartiennent à cet échantillon. Ces amas ont été observés à 327 MHz avec le radiotélescope de synthèse d'Ooty près de Bangalore en Inde. En utilisant des données à d'autres fréquences ils trouvent que la majorité des sources a un indice spectral (α de l'équation (4.8)) supérieur à 2 entre 327 et 1420 MHz. Dans Abell 85, ils observent la source diffuse 0038-096 que je vais décrire maintenant.

4.2.2 Présentation de 0038-096

La source avait été observée par l'équipe indienne dans un projet qui visait à chercher des RSSTP dans les amas de galaxies (Bagchi 1992, Swarup 1984). Swarup (1984) présente une carte de l'amas Abell 85 à 327 MHz avec une résolution de 3 minutes d'arc (voir sa figure 5a dans l'annexe B).

La figure 4.2 (figure 2 de l'article de l'annexe A.3) présente une carte de la région de la RSSTP à 327 MHz avec 1 minute d'arc de résolution. L'observation a été faite dans les années 1985-86. L'émission radio apparaît sous forme d'isocontour point-trait. La radiosource est contenue dans un cercle de centre $\alpha = 00^h 41^m 29^s.7$, $\delta = -09^\circ 22' 17''$ (J2000) et de rayon 2.5 minutes d'arc. Le centre de l'émission est situé à une distance projetée de $670 h_{50}^{-1}$ kpc du centre de l'amas.

La source est encore visible à 1400 MHz sur le relevé effectué par Condon et al. (1996) avec le VLA en configuration D et avec une résolution de $45''$ (voir figure 3.6 et la figure 1 de l'annexe A.2). On constate que l'extension spatiale de la source semble plus petite à 1400 MHz qu'à 327 MHz. Cependant il n'y a aucune raison pour que l'extension spatiale de la source soit la même dans toutes les longueurs d'ondes car le confinement des électrons relativistes par le gaz chaud peut varier avec l'énergie des électrons. On remarque aussi qu'on ne peut pas associer de façon évidente le maximum de l'émission radio avec une galaxie visible sur la photographie du télescope de Schmidt.

A 2695 MHz, sur les cartes du radiotélescope de 100 m d'Effelsberg (Waldthausen et al. (1979) et Andernach et al. (1986)) la source n'est pas détectée ou l'est marginalement (voir la figure 5b de Swarup (1984) dans l'annexe B). Ceci met en évidence qualitativement le grand indice spectral de cette source.

La table 4.1 présente les mesures du flux de la source 0038-096 effectuées à différentes fréquences. Le spectre correspondant de la figure 4.3 (figure 3 de l'annexe A.3), que nous avons ajusté avec trois lois de puissance, pour observer l'évolution de l'indice spectral avec la fréquence, présente trois indices spectraux différents. Dans la région de longueur d'onde d'une dizaine de mètres l'indice est de 1, il passe à 1.85 lorsque la longueur d'onde est de l'ordre du mètre et à 2.97 dans la région du centimètre. Ainsi, plus de 90 % de l'énergie des électrons relativistes est émise à des fréquences inférieures à 100 MHz. Comme nous

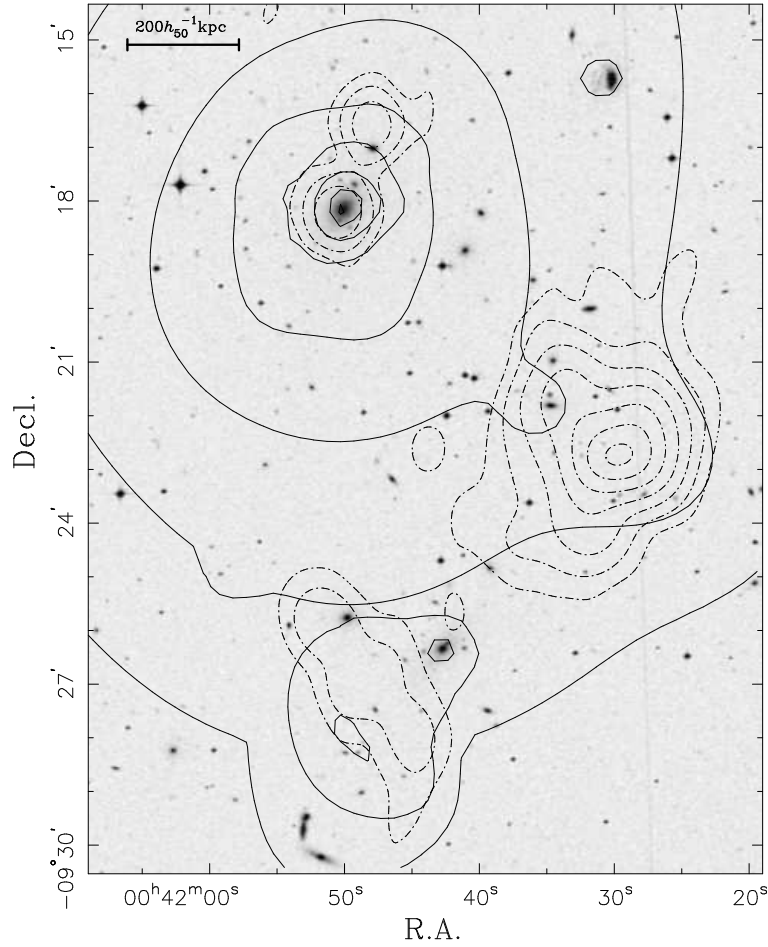


FIG. 4.2 – Région centrale de l'amas Abell 85 à différentes longueurs d'ondes. L'image en niveaux de gris est une photographie (faite avec le filtre R) du télescope de Schmidt anglais lors du Digitized Sky Survey. Les contours en traits pleins sont ceux de l'image du PSPC reconstruite par la méthode des ondelettes. Les contours de l'image de l'OSRT à 326.5 MHz sont faits de points et de traits. Les isocontours sont espacés de manière logarithmique. La radiosource 0038-096 est visible à l'ascension droite $\alpha \sim 00^{\text{h}} 41^{\text{m}} 30^{\text{s}}$ et à la déclinaison $\delta \sim -09^{\circ} 23'$ (J2000).

TAB. 4.1 – *Flux de la source 0038-096 à différentes fréquences. Les données sont issues de la littérature.*

Fréquence MHz	Flux Jy	erreur Jy	référence
16.7	142.0	16.0	Bagchi (communication privée)
16.7	138.0	21.0	UTR2
29.9	116.0	10.0	Bagchi (communication privée)
45.0	64.0	9.0	Alvarez et al. (1985)
80.0	35.8	5.0	Slee & Quinn (1979)
80.0	37.1	5.0	Cane et al. (1981)
80.0	38.3	5.0	Bagchi (communication privée)
102.5	20.0	6.0	Bagchi (communication privée)
102.5	23.0	4.0	Gubanov (1983)
160.0	8.7	0.5	Bagchi (communication privée)
326.5	3.1	0.15	Bagchi (1992)
408.0	1.58	0.24	Mol
408.0	1.47	0.24	Bagchi (communication privée)
843.0	0.19	0.03	Slee & Reynolds (1984)
1400.0	0.039	0.003	Bagchi (communication privée)
1465.0	0.035	0.006	Slee & Reynolds (1984)
2700.0	< 0.010	-	Bagchi (communication privée)

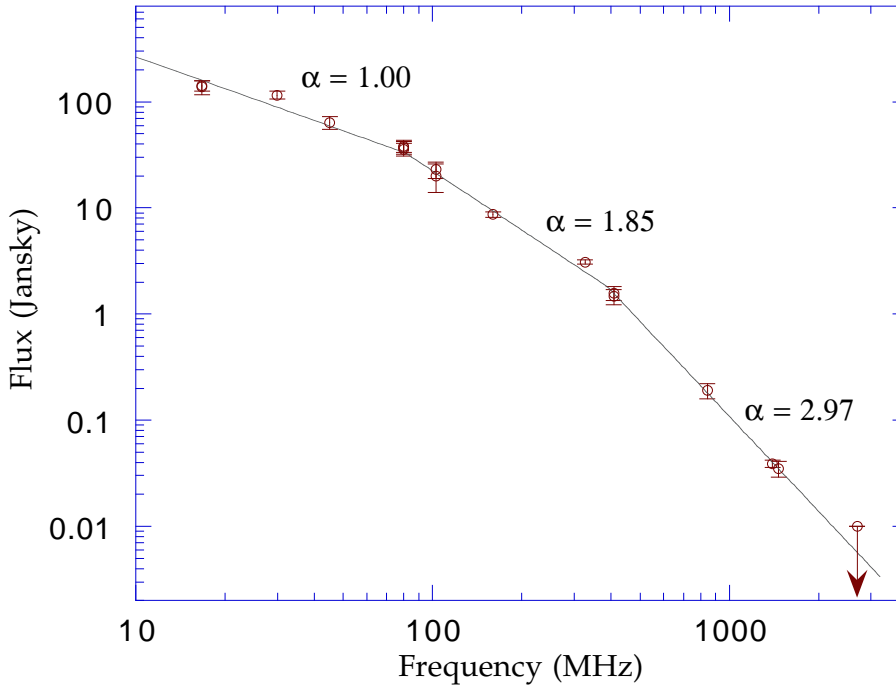


FIG. 4.3 – *Spectre radio de la RSSTP 0038-096. L'ajustement des données par la méthode des moindres carrés est effectué avec trois lois de puissance dont l'indice spectral est indiqué sur le graphe.*

allons le voir, c'est cet excès d'émission radio à basses fréquences qui est responsable de l'émission X dans le domaine du keV par effet Compton Inverse.

4.3 Mesure du champ magnétique dans l'amas Abell 85

4.3.1 Détection du rayonnement Compton Inverse

On peut voir dans les figures 4.2 et 4.4 la corrélation qui existe entre les émissions X et radio sur la ligne de visée de la radiosource 0038-096. Sur la figure 4.4, on observe les isocontours X d'Abell 85 provenant de ce que j'ai appelé les images allemande et américaine. Ces images effectuées par le PSPC de ROSAT ont été fusionnées en utilisant les logiciels d'XSAS. Sur la figure 4.2, on observe ces mêmes isocontours après analyse en ondelettes. La radiosource, qui fait environ $500h_{50}^{-1}$ kpc de diamètre, apparaît en niveaux de gris sur la figure 4.4 et en isocontours points-traités sur la figure 4.2. Nous avons déjà remarqué, dans le chapitre 3, un excès d'émission X dans la région de la radiosource 0038-096 après reconstruction par la méthode des ondelettes de l'image américaine vue par le PSPC (voir figure 3.3). On avait également constaté, au même endroit, un excès d'émission X sur l'image de l'amas Abell 85 observé avec le HRI de ROSAT (voir figure 3.6). L'excès d'émission X est également observable dans l'image d'Abell 85 faite par l'IPC du satellite Einstein (Forman & Jones 1982) et visible dans l'Annexe B.

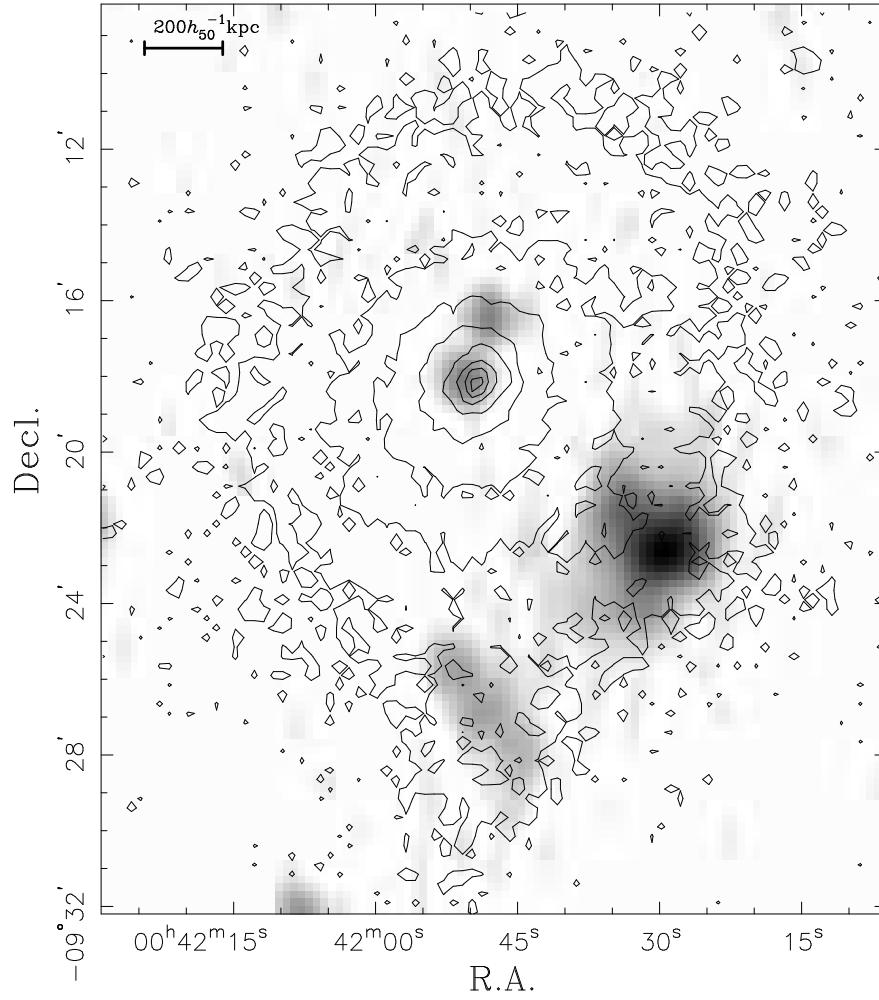


FIG. 4.4 – *L'amas Abell 85 en X et en radio. Les isocontours sont ceux des images américaines et allemandes du PSPC de ROSAT qui ont été fusionnées. L'image en niveaux de gris est celle de l'OSRT à 326.5 MHz. Les isocontours sont espacés de manière logarithmique. La radiosource 0038-096 est visible à l'ascension droite $\alpha \sim 00^{\text{h}} 41^{\text{m}} 30^{\text{s}}$ et à la déclinaison $\delta \sim -09^{\circ} 23'$ (J2000).*

On peut se demander à quoi peut être dû cet excès d'émission X dans la région de la radiosource 0038-096 si ce n'est pas une diffusion du fond de rayonnement cosmologique par effet Compton Inverse qui est observée.

On peut éliminer l'hypothèse d'une émission due à la source 0038-096 elle-même grâce à une extension du spectre synchrotron du domaine radio jusqu'aux rayons X. En effet le spectre très pentu de la radiosource exclu une détection possible des éventuels rayons X, car au dessus de 1 GHz le nombre de photons émis par 0038-096 devient très faible.

Un processus de diffusion Compton Inverse des photons radio eux-mêmes par les électrons relativistes qui les ont créés (Harris et al. 1994) semble exclu pour la même raison.

Le fait que l'émission soit due à un noyau actif où qu'elle provienne d'une interaction entre un jet radio et l'amas est aussi à exclure du fait de la morphologie même de la RSSTP et de l'absence d'une contrepartie optique.

Nous verrons plus loin qu'on ne peut pas complètement exclure l'hypothèse d'une émission X thermique due à un phénomène de fusions ou de chocs de sous structures les unes avec les autres.

4.3.2 Estimation des flux Compton Inverse et Synchrotron

Pour mesurer le flux Compton Inverse provenant de la région de la radiosource 0038-096, nous avons dû séparer le flux Compton Inverse local du flux Bremsstrahlung baignant tout l'amas Abell 85.

Pour ce faire nous avons utilisé l'image synthétique construite dans le chapitre 3. Nous avons choisi 11 cercles répartis sur l'isocontour passant par le centre de la radiosource, et nous y avons déterminé le flux thermique en utilisant les logiciels d'EXSAS. Ces secteurs circulaires, de 5' de diamètre, font approximativement la taille de la radiosource et évitent les régions de la radiosource, de la sous structure sud et de la galaxie Seyfert D (de coordonnées (J2000) $\alpha = 00^h 41^m 30.4^s$, $\delta = -09^\circ 15' 48''$). Le flux thermique est déterminé dans chacune des 11 régions en utilisant un modèle de Bremsstrahlung thermique multiplié par le terme traduisant l'absorption des photons par l'hydrogène neutre. Dans chaque cas, nous avons fixé la valeur de N_H à la valeur galactique au centre de chacune des 11 régions. Le modèle de Bremsstrahlung thermique a été choisi plutôt que le modèle de Raymond-Smith pour des raisons pratiques: en effet dans les logiciels d'EXSAS, on peut choisir un modèle de Bremsstrahlung tel que la constante de normalisation soit égale à la luminosité ou au flux dans un certain intervalle d'énergie alors que ce n'est pas possible pour un modèle de Raymond-Smith. La différence entre les deux modèles réside dans le fait que les raies des différents éléments ne sont pas présentes dans le modèle de Bremsstrahlung thermique. Ceci dit, nous avons vu dans le chapitre 3 que, mis à part au centre, nous ne trouvions que des limites supérieures de métallicité dans l'amas Abell 85 (voir figure 3.15), c'est à dire que du fait de la faible résolution spectrale relative du PSPC de ROSAT, après convolution du spectre émis par la réponse spectrale du PSPC, la métallicité était compatible avec 0. Ainsi utiliser un modèle de Bremsstrahlung thermique partout sauf au centre ne changera pratiquement pas la valeur

du flux observé ou de la luminosité.

Les limites en énergie pour le calcul de la constante de normalisation ont été fixées à 0.5 et 2.4 keV et la température a été laissée libre dans les ajustements.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, il existe une structure d'avant plan superposée sur la ligne de visée à la structure médiane, ces deux structures étant séparées de $46h_{50}^{-1}$ Mpc dans l'hypothèse où les décalages vers le rouge de ces deux structures sont dus uniquement à l'expansion de l'univers. La structure d'avant plan est située à l'ouest de la galaxie cD. Parmi les 11 cercles, 7 sont situés au nord et à l'est de la galaxie cD et évitent la structure d'avant plan, alors que les 4 autres sont situés sur la ligne de visée de la structure d'avant plan. La radiosource est située plutôt derrière la structure d'avant plan, vers le sud de celle-ci en projection sur le ciel. On note la moyenne de la luminosité dans les 7 cercles $L(1)$ et la luminosité dans les 4 autres cercles $L(2)$. On trouve que le rapport $c = L(2)/L(1)$ vaut 1.155 donc la luminosité dans la région de la structure d'avant plan est en moyenne 13.5% supérieure à la luminosité dans les autres régions de l'isocontour X passant par le centre de la radiosource. Pour tenir compte de ce fait, on applique la formule suivante pour calculer la luminosité thermique moyenne, L_{th} au niveau de la radiosource (ou le flux en divisant la luminosité par $4\pi d_L^2$, d_L étant la distance luminosité donnée dans l'équation 2.15):

$$L_{th} = \frac{L(1) + L(2) \times c}{1 + c} \quad (4.11)$$

Cette formule a été choisie pour tenir compte du fait que la radiosource était plutôt située derrière la structure d'avant plan. Ainsi si on avait $L(2) \gg L(1)$, la luminosité thermique moyenne au niveau de la radiosource serait égale à $L(2)$, et si on avait $L(1) = L(2)$, L_{th} serait égale à ces deux valeurs.

L'erreur sur la valeur de L_{th} a été déterminée de la manière suivante. Si on appelle σ^2 la variance sur les valeurs de L_{th} et si on suppose que $L(1)$ et $L(2)$ sont des variables indépendantes, on a (Bevington 1992):

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 \left(\frac{\partial L_{th}}{\partial L(1)} \right)^2 + \sigma_2^2 \left(\frac{\partial L_{th}}{\partial L(2)} \right)^2 \quad (4.12)$$

avec σ_1^2 la variance sur les valeurs de $L(1)$ et σ_2^2 la variance sur les valeurs de $L(2)$. Le résultat obtenu est $L_{th} = (1.48 \pm 0.07) 10^{43}$ erg/s, les erreurs étant données à 1σ . Le calcul a été fait en prenant $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $q_0 = 1/2$ et $z = 0.0555$ (décalage vers le rouge de l'amas Abell 85). Le flux thermique correspondant dans l'intervalle d'énergie 0.5-2.4 keV est $f_{th} = (1.09 \pm 0.05) 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

On cherche maintenant l'expression du flux Compton Inverse en disant que le flux X total provenant de la région de la radiosource est composé du flux thermique (f_{th}) et du flux Compton Inverse (f_{CI}). La région d'étude est un cercle de $5'$ de diamètre et de centre $\alpha = 00^h 41^m 29.7^s$, $\delta = -09^\circ 22' 17''$. L'ajustement est effectué entre 0.1 et 2.4 keV avec la température du composant thermique qui est fixée à la valeur moyenne obtenue lors des ajustements effectués dans les 11 régions précédentes, $T = 2.8 \text{ keV}$. La densité de colonne d'hydrogène est fixée à la valeur du centre du cercle, $N_H = 3.1 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. La constante de

normalisation du composant thermique est fixée à la valeur trouvée précédemment (f_{th}) et le rayonnement Compton Inverse est modélisé par une loi de puissance d'indice spectral fixé $\alpha = 1$ ($f_{CI} \propto \nu^{-\alpha}$). La raison qui nous a amenée à prendre $\alpha = 1$ est expliquée dans le paragraphe suivant. Nous trouvons un flux Compton Inverse

$$f_{CI} = (6.3 \pm 0.5) 10^{-13} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (4.13)$$

dans la bande d'énergie 0.5-2.4 keV ce qui correspond à une luminosité $L_{CI} = (8.55 \pm 0.7) 10^{42} \text{ erg/s}$. Les erreurs, trouvées à partir d'un calcul de propagation des erreurs, sont à 1σ .

L'indice α est fixé à la valeur obtenue avec les données radio (pour les fréquences faibles) car d'après les équations 4.4 et 4.6, les indices spectraux sont les mêmes pour la distribution de photons émis par effet Compton Inverse et pour la distribution de photons émis par effet synchrotron, car ce sont les mêmes électrons qui sont responsables des deux phénomènes. Pourquoi prendre l'indice obtenu pour les faibles fréquences radio? C'est parce que les photons radio de faibles fréquences sont produits par la même population d'électrons qui va diffuser les photons du fond de rayonnement cosmologique pour donner des rayons X détectables par le satellite ROSAT.

En effet, un électron de facteur de Lorentz $\gamma = 1500$ ($\gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$, avec v la vitesse de l'électron dans le référentiel du laboratoire) diffusera des photons du fond de rayonnement cosmologique de fréquence $\nu_{\text{fond}} \sim 1.6 10^{11} \text{ Hz}$ en photons de fréquence moyenne (voir l'équation 2.24 de Blumenthal & Gould 1970) $\nu_{CI} = \frac{4}{3} \nu_{\text{fond}} \gamma^2 = 4.8 10^{17} \text{ Hz}$, c'est à dire des photons d'énergie moyenne environ 2 keV qui se trouvent dans la bande passante du PSPC de ROSAT. Ce même électron produira une émission synchrotron autour de la fréquence $\nu_s \sim 10-20 \text{ MHz}$ pour un champ magnétique typique $B \sim 1-2 \mu\text{G}$ (on a en effet $\nu_s = 4.2 B \gamma^2 \text{ MHz}$ d'après l'équation 4.32 de Blumenthal & Gould 1970). Ainsi les photons - qui proviennent par effet synchrotron des électrons responsables de la production de photons X détectables par ROSAT - sont bien situés dans les basses fréquences du spectre radio.

Une loi de puissance d'indice spectral $\alpha = 1.00 \pm 0.10$ donne un bon ajustement du spectre de la radiosource entre 10 et 100 MHz. On obtient dans cette gamme de fréquences un flux synchrotron

$$f_s = (6.6 \pm 0.9) 10^{-14} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (4.14)$$

4.3.3 Détermination de la valeur du champ magnétique

D'après l'équation 4.8 et la valeur de α déterminée ci-dessus, on a $p = 3$ (p est l'indice spectral qui apparaît dans la distribution des électrons relativistes définie dans l'équation 4.3). En utilisant l'équation 4.4 et l'équation 4.5 intégrée entre 10 et 100 MHz, on obtient, en utilisant les unités c.g.s.

$$f_s = 1.64 10^{-14} \frac{N_0 V}{4\pi D^2} B^2 a(3) \quad (4.15)$$

De même, en utilisant l'équation 4.6 et l'équation 4.7 intégrée entre 0.5 et 2.4 keV, on obtient

$$f_{CI} = 1.36 \cdot 10^{-29} \frac{N_0 V}{4\pi D^2} T^4 F(3) \quad (4.16)$$

avec T la température du fond de rayonnement cosmologique au décalage vers le rouge d'Abell 85 soit $T = 2.887$ K. Les facteurs $a(3)=0.0742$ et $F(3)=11.54$ sont indiqués dans Blumenthal & Gould (1970).

Les deux équations précédentes permettent de trouver B lorsqu'on remplace f_s et f_{IC} par les valeurs issues des observations (équations 4.13 et 4.14). On obtient

$$B = 3 \cdot 10^{-6} \left(\frac{f_s}{f_{CI}} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ G} = (0.97 \pm 0.1) \times 10^{-6} \text{ G} \quad (4.17)$$

Il est remarquable que nous trouvons une valeur du champ magnétique très proche des valeurs obtenues par Kim (1991) pour un échantillon d'amas avec la méthode de la rotation Faraday.

Pour la même source que celle que nous étudions, Feretti & Giovannini (1996) calculent une valeur du champ magnétique de $1.3 \mu\text{G}$ en utilisant l'hypothèse d'équipartition de l'énergie. Les paramètres qu'ils prennent pour le calcul de B sont $\phi = 1$ et $K = 1$ (voir l'équation 4.2) et les limites d'intégration en fréquence du flux synchrotron sont 10 MHz et 10 GHz.

Enßlin et al. (1998) calculent une valeur de B en utilisant également l'hypothèse d'équipartition de l'énergie mais en estimant, pour des raisons précisées dans leur article que $\phi < 1$. Ils trouvent que B est inférieur à $1.4 \mu\text{G}$. Ce calcul avait été fait à partir de données radio incomplètes. Après que nous lui ayons fourni les valeurs de la table 4.1, l'intensité de B est finalement autour de $1.6 \mu\text{G}$ (Enßlin, communication privée).

4.4 La radiosource 0038-096 et les ondes de choc

Dans un article récent, Enßlin et al. (1998) expliquent que les radiosources de type "reliques" seraient révélatrices d'ondes de chocs existant lors de la formation de structures à grande échelle. Selon eux, un mécanisme efficace d'accélération des électrons doit être présent dans ces radiosources ou proche de celles-ci, pour expliquer le spectre radio observé: ce mécanisme d'accélération serait activé par des ondes de chocs. La théorie développée dans Enßlin et al. (1998) permet de résoudre le problème posé par le fait que l'échelle de temps de perte d'énergie des électrons relativistes est plus petite que le temps séparant la dernière injection d'électrons énergétiques par une radiogalaxie mère: ici si une "relique" est proche d'un choc d'accrétion, une efficacité de 0.1-5% est suffisante pour réaccélérer les électrons. Le champ magnétique dans la région de 0038-096 serait de $2.6 \mu\text{G}$ (Enßlin et al. 1998), donc un peu plus grand mais du même ordre de grandeur que les valeurs obtenues soit suivant notre méthode, soit en supposant l'équipartition de l'énergie.

Or il se trouve que des observations en radio et en X détectent l'existence possible de chocs dans l'amas Abell 85. En effet Durret et al. (1998b) observent dans le domaine optique plusieurs groupes de galaxies autour de l'amas Abell 85 séparés les uns des autres en projection sur le ciel et de vitesses radiales comprises entre 13000 et 32000 km/s. Ils observent également avec l'image du PSPC de ROSAT une extension de l'émission X vers le sud est de la galaxie cD qui s'étend jusqu'aux limites de l'image. Ils concluent qu'il existe un filament de matière dirigé vers l'amas Abell 85 où de la matière tomberait vers la partie centrale de l'amas. Le point d'impact aurait lieu au niveau de la sous structure sud qui se révèle être une région chaude en X (voir Markevitch et al. 1998). Une telle augmentation de température peut être interprétée par la compression du gaz X par la matière qui tombe sur l'amas. Le filament observé serait aligné avec une structure plus large qui inclurait du nord-ouest au sud-est les amas Abell 70, 85, 89, 87, 91, le groupe de galaxies autour de NGC 255 puis l'amas Abell 106. Un tel filament, aurait une taille projetée de plus de $28h_{50}^{-1}$ Mpc au décalage vers le rouge d'Abell 85. La radiosource 0038-096 serait alors en aval du choc ce qui est cohérent avec la théorie d'Enßlin et al. (1998).

Une partie de l'émission X observée au niveau de la radiosource 0038-096 pourrait donc être thermique car située non loin du lieu du choc. Cette hypothèse ne peut être totalement écartée bien que le satellite ASCA ne détecte pas d'augmentation particulière de température dans la région (Markevitch et al. 1998). Si c'était le cas, la valeur du flux Compton Inverse f_{CI} donnée dans l'équation 4.13 serait une limite supérieure et la valeur de B donnée dans l'équation 4.17, une limite inférieure. Ceci dit, seule une étude spectrale X poussée peut permettre de répondre à la question. En effet, le spectre Compton Inverse étant en loi de puissance, il présentera aux hautes énergies un excès par rapport au Bremsstrahlung. Le satellite ROSAT ayant une bande passante limitée à 2.4 keV, nous avons obtenu une observation d'environ 100000 secondes de la région de 0038-096 avec les détecteurs MECS et LECS du satellite italien Beppo SAX pour confirmer les observations faites avec ROSAT. Les détecteurs ayant une bande passante allant jusqu'à 10 keV et une meilleure résolution spectrale, nous pourrions avoir une bonne estimation du flux Compton Inverse dans la région de 0038-096. Pour illustrer les travaux futurs, la figure 4.5 montre les images brutes d'Abell 85 obtenues le 18 juillet 1998 par le LECS (entre 0.1 et 2 keV) et le MECS (entre 2 et 10 keV) du satellite Beppo Sax.

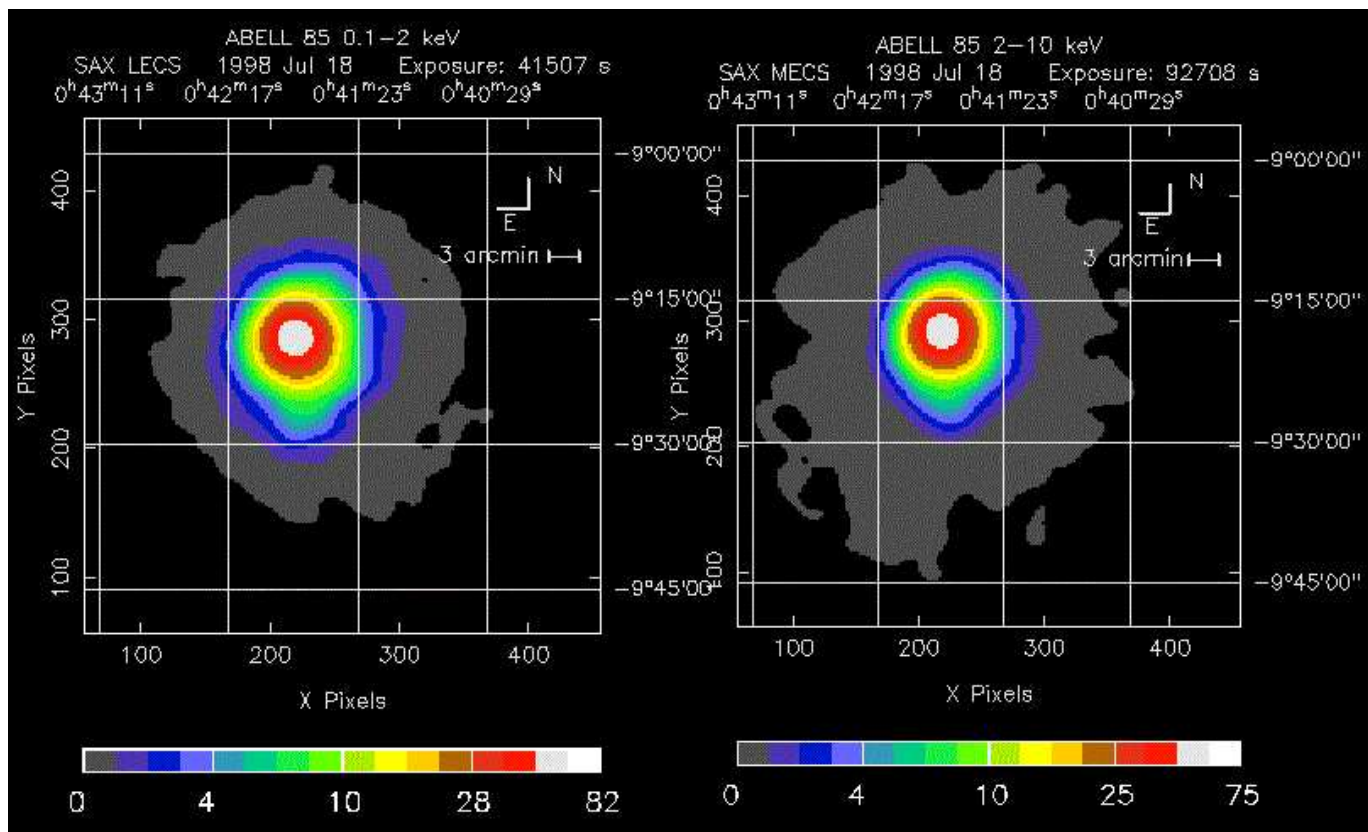


FIG. 4.5 – Images brutes de l'amas Abell 85 observé avec le LECS et le MECS du satellite *Beppo Sax*.

Chapitre 5

Analyse d'autres amas

Etudier un nombre important d'amas avec la même méthode d'analyse permet de minimiser les erreurs sur les quantités qu'on cherche à mesurer, dues à l'hétérogénéité de l'échantillon. Ces erreurs peuvent provenir des effets systématiques induits par les instruments d'observation ainsi qu'aux différentes manières d'aborder le traitement des données. Etudier des amas provenant d'observations différentes et analysés en fonction de questions particulières que se pose chaque chercheur nécessite de comparer les méthodes d'analyse pour déceler d'éventuelles différences pouvant influencer sur les résultats, de repérer les hypothèses faites quant à la géométrie de l'univers (valeurs de H_0 , q_0), de revenir aux définitions de certaines quantités. Effectuer une étude systématique avec plusieurs amas facilite bien entendu la tâche des scientifiques car tous les amas sont analysés de la même façon.

De nombreux catalogues d'amas élaborés à partir des données des satellites X existent. L'étude systématique la plus importante publiée récemment est certainement celle faite par White, Jones & Forman (1997) sur les propriétés générales de 207 amas de galaxies observés par le satellite Einstein lancé au début des années 80. Les auteurs déterminent les profils de luminosité, de température et de densité électronique à partir des profils de brillance de surface de l'amas et du potentiel gravitationnel obtenu à partir de la température X moyenne et de la dispersion de vitesses des galaxies. Ils en déduisent entre autres les caractéristiques des courants de refroidissement, la fraction de baryons et la variation de température du fond de rayonnement cosmologique due à l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Ils concluent que dans les amas observés, la fraction de baryons est en contradiction avec les prédictions de la nucléosynthèse primordiale si l'univers a une géométrie plane. Nous comparerons les résultats des observations de ROSAT avec ceux de ce catalogue.

D'autres études systématiques d'amas en X existent, en voici quelques unes. Abramopoulos & Ku (1983) ont étudié un échantillon de 74 amas observés par l'IPC du satellite Einstein. Rhee & Latour (1991) ont comparé les données du même instrument avec des données optiques pour 26 amas d'Abell. Toujours avec l'IPC d'Einstein, Durret et al.

(1994) ont étudié la distribution de matière dans 12 amas de galaxies. En utilisant le MPC d'Einstein, David et al. (1993) ont étudié les propriétés spectrales de 88 amas. Une étude semblable a été faite par Edge & Stewart (1991a) avec EXOSAT.

Des études ont également été faites avec le PSPC de ROSAT. Cirimele et al. (1997) ont combiné les données du PSPC avec des données optiques pour étudier la distribution de matière dans 12 amas d'Abell, et Buote & Tsai (1996) ont étudié la morphologie et l'évolution dynamique de 59 amas.

Enfin Markevitch et al. (1998) ont étudié les profils de température dans 30 amas proches avec ASCA. Une compilation de différents résultats sur les amas proches ($z \leq 0.1$) visibles dans l'hémisphère nord et possédant une galaxie cD est disponible dans Baier & Wipper (1995).

Nous avons étudié les amas en suivant le mode opératoire décrit au début du paragraphe 3.5. Après avoir déterminé une température globale pour l'amas en fixant la densité de colonne d'hydrogène à la valeur galactique, déterminé la valeur du fond cosmique, détecté en utilisant l'analyse en ondelettes, les sources ponctuelles ou diffuses différentes du rayonnement de l'amas lui-même, et les avoir supprimé de l'ajustement, la méthode décrite dans le paragraphe 2.3.1 a été appliquée. Nous avons cherché à savoir si les amas possédaient des courants de refroidissement; si c'était le cas, l'ajustement était refait en supprimant la partie centrale. Les modèles de densité électronique de Mellier-Mathez et le β -modèle ont été utilisés dans les ajustements et, comme pour l'amas Abell 85, nous présentons les résultats dans le cas d'un ellipsoïde allongé et extrapolons les résultats au cas d'un ellipsoïde aplati.

5.1 Elaboration du catalogue des amas étudiés

5.1.1 Méthode de sélection des amas

Les amas sélectionnés dans la banque de données ROSAT ont été choisis pour qu'ils puissent être visibles simultanément par les télescopes d'Hawaï et du Chili. Ainsi l'étude en X pourra être complétée ultérieurement par des observations dans le domaine optique. Les amas qui conviennent sont situés entre -30° et $+20^\circ$ de déclinaison. Des amas ont systématiquement été écartés de la sélection: ceux pour lesquels le temps d'observation par le satellite ROSAT était jugé trop faible; ceux où des études antérieures avaient montré une structure en X très complexe (du fait de fusions par exemple) et où notre modèle simple est insuffisant pour décrire la physique. Nous avons également éliminé les amas dont le décalage vers le rouge était inconnu. Certains amas ont été éliminés après un premier dépouillement des données ROSAT car ils présentaient une sévère contamination par les rayons X solaires. Enfin, il a fallu limiter l'échantillon pour pouvoir terminer l'étude dans le temps alloué pour une thèse.

Le catalogue final comprend 11 amas (en comptant Abell 85) dont les caractéristiques sont présentées dans le paragraphe suivant.

TAB. 5.1 – *Données générales concernant les amas étudiés. La signification des abréviations correspondant aux références est la suivante: DFL - Durret et al. (1998a); DSJ - David et al. (1993); ES - Edge & Stewart (1991); ESF - Edge et al. (1990); MK - Mazure et al. (1996); SR - Strubble & Rood (1991); WJF - White et al. (1997); YE - Yee et al. (1996).*

Nom	image ROSAT	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	t_{total} (s)	t_{effectif} (s)	z [référence]	T [référence] (keV)	T_{ROSAT} (keV)	fond cosmique ($10^{-4} \text{ s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$)
Abell 85	800174	0 41 50.4	-9 17 24.0	5709	5535	0.0555 [DFL]	$6.2^{+0.4}_{-0.5}$ [DSJ]	4 ± 1.5	1.09
	800250	0 41 50.4	-9 18 0.0	10240	8383				
Abell 119	800251	0 56 16.8	-1 15 0.0	15203	12651	0.044 [SR]	$5.9^{+1.1}_{-0.9}$ [DSJ]	6 ± 2.9	2.91
							$5.1^{+1.0}_{-0.8}$ [ESF]		
Abell 222	800048	1 37 26.4	-13 0 0.0	6780	6518.09	0.213 [SR]		2.15 ± 0.7	2.45
Abell 496	800024	4 33 38.4	-13 15 36.0	8972	5353.71	0.0328 [MK]	$3.9^{+0.2}_{-0.2}$ [DSJ]	4 ± 1	2.99
							$4.7^{+1.1}_{-0.8}$ [ES]		
Abell 500	800277	4 38 55.2	-22 6 0.0	18400	16481.5	0.0666 [SR]	3.3 [WJF]	3.2 ± 1.8	1.84
Abell 545	800523	5 32 24.0	-11 33 0.0	14285	13284.3	0.153 [WJF]	$5.5^{+0.2}_{-2.8}$ [DSJ]	4 ± 1.6	1.69
Abell 1541	800293	12 27 26.4	8 50 24.0	9160	6596.5	0.0892 [SR]		1.5 ± 0.4	3.64
Abell 1689	800248	13 11 31.2	-1 20 24.0	13957	13027.8	0.181 [ESF]	$10.1^{+0.9}_{-3.9}$ [DSJ]	4 ± 0.7	2.82
Abell 2029	800249	15 10 55.2	5 45 0.0	12550	9637.9	0.0768 [SR]	$7.8^{+0.9}_{-1.1}$ [DSJ]	4.5 ± 1.6	5.48
Abell 2390	800570	21 53 36.0	17 41 24.0	10335	8185.12	0.228 [YE]		5 ± 3	3.13
Abell 2397	800344	21 56 4.8	1 19 48.0	14522	12695.2	0.224 [SR]		4 ± 2	2.27

5.1.2 Caractéristiques des amas choisis

Les caractéristiques des 11 amas étudiés sont récapitulées dans la table 5.1. Le contenu de chaque colonne est le suivant:

- Col.1 : nom de l’amas
- Col.2 : numéro de l’observation dans la banque de données du PSPC de ROSAT
- Col.3 & 4 : coordonnées α et δ (J2000.0)
- Col.5 : temps total pendant lequel l’amas a été observé
- Col.6 : temps effectif après traitement des données
- Col.7 : décalage vers le rouge de l’amas suivi de la référence de l’article où se trouve cette valeur.
- Col.8 : température du gaz chaud qui émet en X suivi de la référence de l’article où se trouve cette valeur. Les températures présentées ont été obtenues par les satellites Einstein ou EXOSAT. La valeur de la température a 90% de chances de se trouver dans les barres d’erreurs indiquées.
- Col.9 : températures obtenues en utilisant les données du PSPC de ROSAT. La valeur de la température a 99.9% de chances de se trouver dans les barres d’erreurs indiquées (3σ).
- Col.10 : valeur du fond cosmique supposé constant dans toute l’image

La présentation de cette table amène plusieurs remarques.

- Le temps total et le temps effectif (Col.5 & 6) sont différents pour deux raisons principales: la première est que lorsque la contamination par le fond non cosmique

(particules, rayons X solaires,...) est trop grande, les intervalles de temps correspondant sont supprimés; la deuxième raison provient de la présence du cercle rigide devant la surface du PSPC couplé au mouvement d'oscillations du satellite. Il en résulte une occultation périodique du détecteur impliquant un temps d'exposition réel inférieur au temps d'observation total. Le temps d'exposition réel est calculé par les logiciels de S. Snowden.

- Les valeurs du fond cosmique (Col.10) sont de l'ordre de grandeur des valeurs du fond présentées par Buote & Tsai (1996) en étant toujours inférieures. Cette différence s'explique par le fait que le fond non cosmique a été soustrait lors de notre traitement des données alors que ce n'est pas le cas pour Buote & Tsai (1996).
- Les températures obtenues par ROSAT sont généralement compatibles avec celles obtenues par les deux autres satellites. On peut noter cependant que dans les cas des amas Abell 1689 et Abell 2029, les amas les plus chauds, la température obtenue par ROSAT est significativement plus faible. Les températures d'amas obtenues par les satellites Einstein et EXOSAT sont certainement plus fiables du fait de leur plus grande bande passante en énergie. D'ailleurs, le satellite ASCA, dont la bande passante en énergie (0.5-11 keV) est bien adaptée à l'étude des amas, trouve une température de 8.7 ± 0.3 keV pour l'amas Abell 2029 (barre d'erreur à 90%) compatible avec les données de l'IPC d'Einstein (Markevitch et al. 1998). Les mêmes auteurs trouvent une température de 6.1 ± 0.2 keV pour l'amas Abell 85. Il est également possible que pour certains amas, le milieu intra-amas soit composé de plusieurs phases de températures différentes (voir le chapitre 3). Ainsi des satellites différents observeraient des phases à des températures qui dépendraient de leur bande passante propre. Feretti et al. (1997) observent une température de 3.5 ± 1.5 keV pour l'amas Abell 2255 avec ROSAT alors que le satellite Einstein avait trouvé une température de 7.3 keV. Ils interprètent cette différence comme étant due à la présence dans l'amas de plusieurs phases à des températures différentes.

5.2 Résultats des ajustements

5.2.1 Détermination des températures globales

Les températures globales des amas ont été obtenues avec la méthode expliquée dans le paragraphe 2.4. Les spectres observés ont été ajustés avec un modèle de Raymond-Smith. Pour chaque amas plusieurs types d'ajustements ont été effectués: la densité de colonne d'hydrogène a été laissée libre puis a été fixée à la valeur galactique trouvée - dans la direction du centre des isocontours X de chaque amas - avec les résultats des observations de Dickey & Lockman (1990); la métallicité a été fixée à des valeurs comprises entre 0.2 et 0.5 Z_{\odot} ; le décalage vers le rouge a toujours été fixé aux valeurs données dans la table 5.1; la valeur du rapport signal sur bruit a varié en restant supérieur ou égal à 5;

le rayon limite des ajustements spectraux a été généralement pris égal au rayon limite des ajustements spatiaux. Les températures ainsi que les barres d'erreurs données dans la table 5.1 prennent en compte les résultats de ces différents ajustements. Pour les amas Abell 2029 et 2390, l'ajustement est meilleur lorsque la densité de colonne d'hydrogène est laissée libre avec une valeur supérieure à la densité de colonne galactique. C'est le contraire pour les amas Abell 222 et Abell 545 où les ajustements sont meilleurs pour des densités de colonne d'hydrogène inférieures aux valeurs galactiques. Dans les autres cas, la densité de colonne d'hydrogène est compatible avec la valeur galactique.

Une densité de colonne d'hydrogène plus forte que la valeur galactique peut s'expliquer physiquement par la présence d'une quantité importante d'hydrogène neutre se trouvant dans le centre de l'amas du fait des courants de refroidissement. D'ailleurs, on verra que les amas Abell 2029 et 2390 font partie des 3 amas qui présentent la plus forte masse déposée par an.

Dans le cas d'une densité de colonne d'hydrogène plus faible que la valeur galactique, on peut se rappeler l'étude effectuée dans le chapitre 3 sur l'amas Abell 85; un modèle à plusieurs composantes est alors nécessaire pour expliquer les observations. On peut aussi noter que les cartes HI sont faites avec un "maillage" de 1° de côté (Dickey & Lockman, 1990), donc il peut exister des fluctuations à l'intérieur des "mailles".

Nous n'avons pas poussé plus avant cette étude qui est au delà de la physique simple de notre modèle spatial. Dans tous les cas, lorsque des régions de l'amas présenteront des temps de refroidissement plus faibles que l'âge de l'univers, ces régions seront enlevées de l'ajustement global.

5.2.2 Ajustements effectués en gardant la partie centrale

Les tables 5.3 et 5.4 contiennent les résultats des ajustements effectués en gardant la partie centrale. La table 5.3 présente les résultats des ajustements effectués avec le β -modèle dans le cas d'un ellipsoïde allongé. La colonne 1 donne le nom de l'amas et la colonne 2 rappelle la valeur de son décalage vers le rouge. Les colonnes 3 à 6 contiennent les valeurs des paramètres de l'ajustement; les colonnes 7,8,9 contiennent respectivement la température globale obtenue avec le satellite ROSAT, le rayon de refroidissement donné par l'équation 3.12 et la masse de gaz déposée par an donnée par l'équation 3.8 (multipliée par ϵ^2). Les colonnes 10,11,12 contiennent des résultats similaires aux trois colonnes précédentes mais avec les températures obtenues par les satellites Einstein-EXOSAT. Lorsqu'une seule température est indiquée, c'est celle obtenue avec le satellite Einstein. La table 5.4 présente les résultats des l'ajustements effectués avec une loi de Mellier-Mathez modifiée pour respectivement. Les colonnes sont semblables à celles des 2 tables précédentes. Dans tous les ajustements la taille du pixel est de $30''$ de côté. Pour illustrer les ajustements, je présente les figures 5.1, 5.2, 5.3 qui montrent la superposition des isocontours des images du PSPC avec les isocontours des images synthétiques pour les différents amas.

Je vais maintenant, pour chaque amas particulier, comparer les résultats obtenus dans

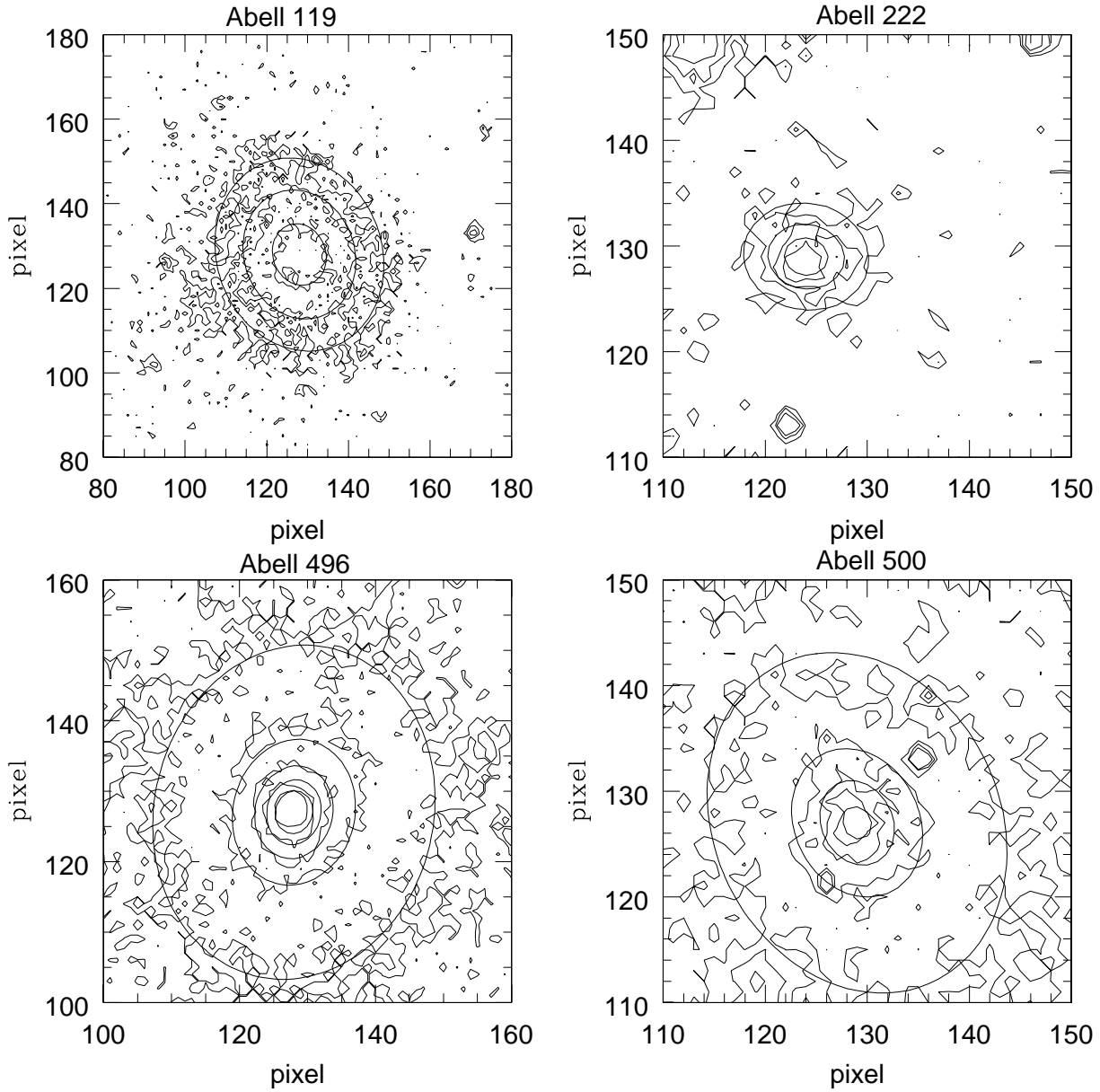


FIG. 5.1 – Isocontours des amas Abell 119, 222, 496 et 500 observés avec le PSPC de ROSAT superposés à ceux des images synthétiques. Le β -modèle est utilisé pour les ajustements, la taille du pixel étant de $30''$. Les isocontours ont pour valeurs: 5, 10, 20 (photons par pixel) pour l'amas Abell 119, 2, 5, 10 pour l'amas Abell 222, 2, 10, 25, 50, 100 pour l'amas Abell 496 et 2, 10, 20, 30 pour l'amas Abell 500.

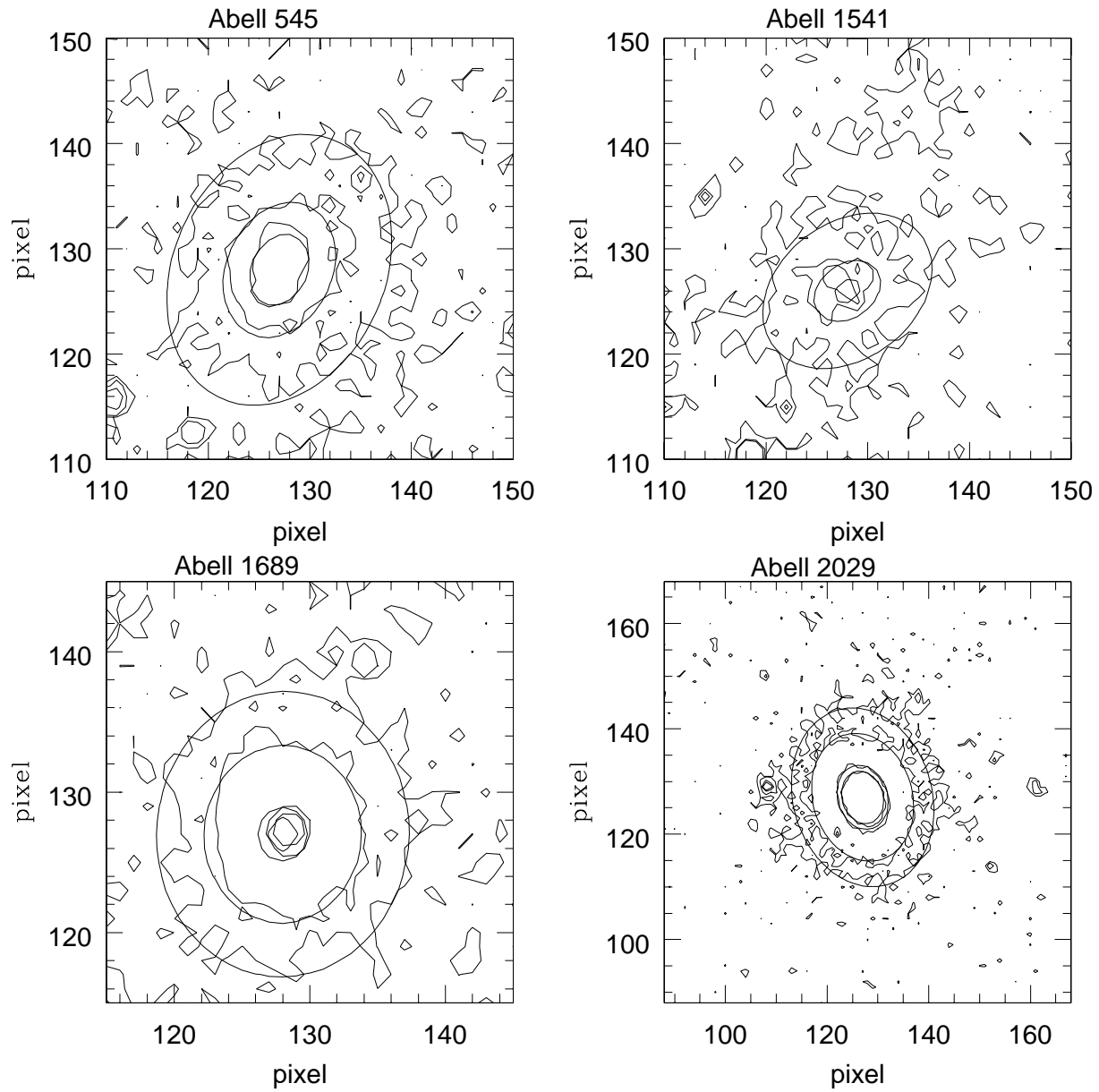


FIG. 5.2 – Isocontours des amas Abell 545, 1541, 1689 et 2029 observés avec le PSPC de ROSAT superposés à ceux des images synthétiques. Le β -modèle est utilisé pour les ajustements, la taille du pixel étant de $30''$. Les isocontours ont pour valeurs: 5, 10, 40 pour l'amas Abell 545, 2, 8, 14 pour l'amas Abell 1541, 3, 10, 200, 400 pour l'amas Abell 1689 et 5, 10, 50, 80 pour l'amas Abell 2029.

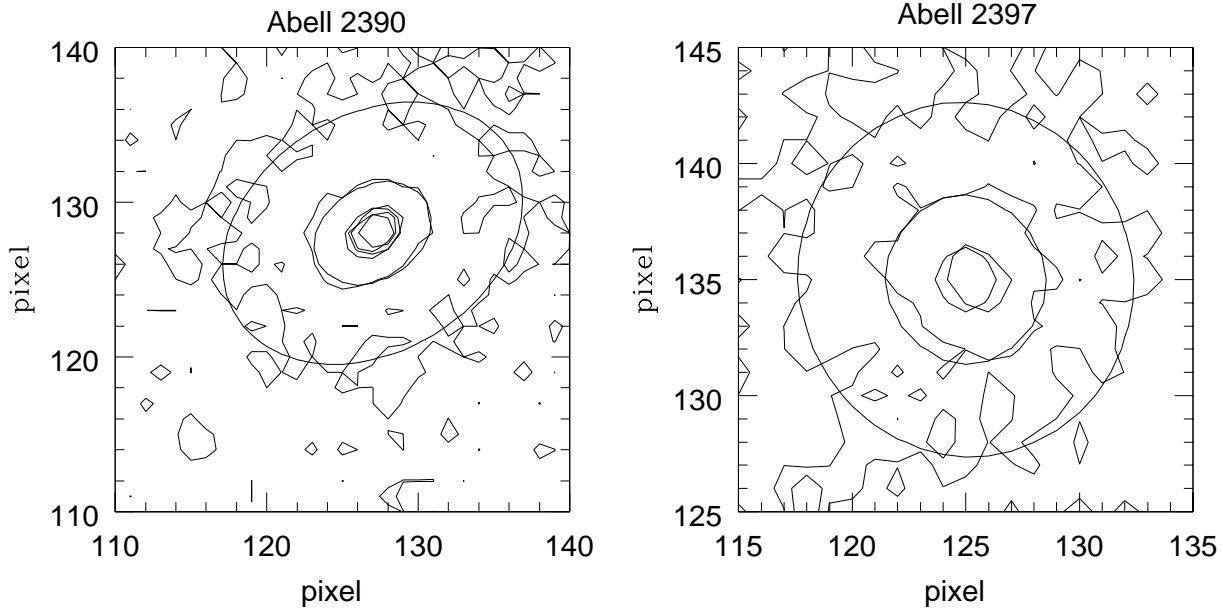


FIG. 5.3 – Isocontours des amas Abell 2390 et 2397 observés avec le PSPC de ROSAT superposés à ceux des images synthétiques. Le β -modèle est utilisé pour les ajustements, la taille du pixel étant de $30''$. Les isocontours ont pour valeurs: 2, 20, 100, 150 pour l'amas Abell 2390 et 2, 10, 45 pour l'amas Abell 2397.

les ajustements avec des résultats équivalents de la littérature. La comparaison directe est possible pour 4 amas:

- Abell 119: avec les données du satellite Einstein, Abramopoulos & Ku (1983) trouvent un rayon de cœur de 770 ± 60 kpc compatible avec la valeur trouvée de 670 ± 40 kpc. Ils trouvent une densité centrale de $1.04 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-3}$ qui est très proche de la valeur trouvée. Cirimele et al. (1997), avec les données de ROSAT, trouvent une densité centrale 12% supérieure à la valeur précédente, avec un paramètre β 30% inférieur et un rayon de cœur plus petit également (378 kpc). Il est à noter que dans ces deux études les ajustements s'arrêtent à $1.5 h_{50}^{-1}$ Mpc alors que dans notre étude l'ajustement va jusqu'à $2.1 h_{50}^{-1}$ Mpc. Si je prends comme valeur du rayon limite $1.5 h_{50}^{-1}$ Mpc, les valeurs de β et r_c diminuent de 10% alors que n_0 augmente dans la même proportion, les paramètres se rapprochant des valeurs de Cirimele et al. (1997). Des différences subsistent, peut-être dues au fait que Cirimele et al. (1997) utilisent une valeur du fond non cosmique différente de la notre. Cette valeur n'est pas précisée dans leur étude.
- Abell 496: la densité centrale trouvée par Abramopoulos & Ku (1983) est environ 3 fois plus faible que celle déterminée dans notre étude et le rayon de cœur de 220 kpc est compatible avec le cas où la partie centrale est supprimée (voir paragraphe suivant). La densité centrale trouvée par Durret et al. (1994) est environ 10% supérieure, avec un rayon de cœur environ 2 fois plus petit et un paramètre β

qui vaut 80% de la valeur présentée ici. Cependant, il faut se rappeler que le fait d'enlever les photons au dessous d'un certain seuil entraîne une diminution de r_c et de β et une augmentation de n_0 .

- Abell 1689: Cirimele et al. (1997) trouvent une densité centrale environ 1.4 fois plus grande que celle de notre étude avec un rayon de cœur supérieur de 8% et un paramètre β supérieur de 3%, ces deux derniers paramètres étant compatibles avec notre étude. La densité centrale trouvée par Durret et al. (1994) est de nouveau plus grande (2.3 fois) alors que les paramètres β et r_c sont plus petits que dans notre étude (respectivement 2 fois et 2.7 fois).
- Abell 2029: les résultats trouvés par Jones & Forman (1984) comportent de grandes incertitudes. Nos résultats se trouvent à l'intérieur de celles-ci. Les valeurs de β et r_c trouvées par Buote & Canizares (1996) avec les données ROSAT dans des ajustements effectués en supprimant la partie centrale, sont très semblables aux nôtres, également dans le cas où la partie centrale est supprimée (voir paragraphe suivant).

Ainsi, les valeurs trouvées sont souvent compatibles avec les études précédentes. Cependant, des différences existent.

Les différences avec les valeurs de Durret et al. (1994) s'expliquent car cette dernière étude a été menée en enlevant de l'ajustement les photons au dessous d'un certain seuil. Si nous effectuons des ajustements avec la même méthode, nous aboutissons aux mêmes résultats.

Des différences ponctuelles apparaissent avec d'autres travaux. Ces différences peuvent s'expliquer par une soustraction du fond différente suivant les études. En effet, une valeur trop faible pour le fond, conduit à une diminution du paramètre β induisant un profil moins pentu, ceci ayant lieu pour compenser la différence entre la valeur du fond erronée et la valeur réelle (Neumann & Böhringer 1997). De plus, les paramètres β et r_c étant corrélés, si β diminue, r_c diminue aussi.

Nous allons maintenant nous intéresser aux courants de refroidissement en comparant les valeurs des masses déposées par an aux résultats de la littérature. La table 5.2 présente les amas dans l'ordre décroissant de \dot{M} . Les valeurs de \dot{M} présentées dans cette table s'obtiennent en faisant la moyenne des valeurs des tables 5.3 et 5.4 et en utilisant à chaque fois que c'est possible les données du satellite Einstein, supposé plus précis que ROSAT pour la détermination des températures des amas, en particulier des amas chauds. Les barres d'erreur de la colonne 3 sont calculées comme suit: dans le cas où la température de ROSAT est utilisée, on donne l'erreur à 3σ sur le résultat, en supposant que l'erreur relative obtenue dans le cas des modèles de Mellier-Mathez est la même que celle obtenue avec les β -modèles; on fait de même lorsque la température obtenue par Einstein est utilisée, en supposant une erreur relative à 3σ sur la température identique à celle de ROSAT. Sont présentés aussi dans les colonnes 4, 5 et 6 les résultats obtenus par White et al. (1997), Edge et al. (1992) (avec un résultat qui a 80% de chances d'être dans les barres d'erreurs) et White et al. (1991) (le résultat a 90% de chances d'être dans les barres d'erreurs) avec les satellites Einstein et EXOSAT.

TAB. 5.2 – Liste des amas classés par ordre décroissant de masse déposée par an. La signification des abréviations correspondant aux références est la suivante: *ESF92* - Edge et al. (1992); *W91* - White et al. (1991); *WJF* - White et al. (1997).

rang	nom	\dot{M}	\dot{M} [WJF]	\dot{M} [ESF92]	\dot{M} [W91]
1	Abell 2390	1203 ± 756	$0_{-0}^{+653.5}$		
2	Abell 1689	866 ± 318	$0_{-0}^{+398.4}$	164_{-40}^{+60}	
3	Abell 2029	836 ± 236	431_{-288}^{+236}	402_{-50}^{+40}	513_{-247}^{+304}
4	Abell 545	500 ± 375	$0_{-0}^{+158.4}$		
5	Abell 85	497 ± 139	108_{-61}^{+58}	236_{-18}^{+14}	290_{-130}^{+138}
6	Abell 496	279 ± 94	134_{-85}^{+58}	112_{-16}^{+20}	
7	Abell 2397	157_{-157}^{+276}	$0_{-0}^{+125.4}$		
8	Abell 1541	144_{-144}^{+177}			
9	Abell 222	30			
10	Abell 500	6	$0_{-0}^{+9.3}$		
11	Abell 119	~ 0	$0_{-0}^{+23.7}$	23_{-20}^{+13}	

On constate que nos résultats sont en accord avec ceux de la littérature, les barres d'erreur ayant la plupart du temps un segment commun (sauf pour Abell 1689). Cependant, la valeur moyenne de nos résultats est généralement supérieure à celle de la littérature. Cela s'explique par au moins deux raisons. La définition même du taux de masse déposée est différente dans White et al. (1997) où les auteurs calculent ce taux intégré jusqu'à R_{ref} et non pas la valeur $\dot{M}(R_{ref})$. De plus le fait d'avoir considéré que $\frac{dT}{dr} = 0$ dans le modèle du refroidissement monophasé a pour effet de surestimer le taux de masse déposée. En effet si ce terme n'est pas nul, l'équation 3.5 devient

$$\dot{M}(r) = \frac{4 \pi r^4 \varepsilon^{ff}}{GM_{dyn}(r) + \frac{5}{2} \frac{kT}{\mu m_p} r^2 \frac{dT}{dr}} \quad (5.1)$$

Or si on raffine un peu le modèle simple de courants de refroidissement, on a $\frac{dT}{dr}$ qui est positif car le gaz perdant de l'énergie en se refroidissant, sa température diminue lorsqu'on se dirige vers le centre de l'amas. De ce fait la prise en compte du nouveau terme présent au dénominateur de l'équation 5.1 diminuerait la valeur de \dot{M} présentée dans la colonne 3 de la table 5.2.

Il est aussi intéressant de comparer les amas entre eux. Nous trouvons que l'amas qui possède le taux de masse déposée le plus grand est l'amas Abell 2390. Cependant de grandes barres d'erreur sont présentes. Pierre et al. (1996) ont étudié cet amas et ont trouvé un taux de masse déposée de $850 M_{\odot}/\text{an}$, avec des incertitudes également importantes (un facteur 2). Ils concluent que cet amas possède un des taux de masse déposée les plus importants de la littérature. Dans leur étude, ils utilisent une température de 9 keV, plus grande que celle utilisée ici, déduite de la relation Température-Luminosité

d'Henry & Arnaud (1991). Utiliser cette température dans nos calculs, diminuerait la valeur de la masse déposée de 20% ce qui conduirait à une valeur très proche de celle de Pierre et al. (1995).

Après l'amas Abell 2390, dans l'ordre décroissant de \dot{M} , les amas Abell 1689, 2029, 545, 85, 496 possèdent des courants de refroidissement, les autres amas ayant des taux de masse déposée compatibles avec 0.

5.2.3 Ajustements effectués en supprimant la partie centrale

Comme dans le chapitre 3, lorsque le phénomène de courants de refroidissement était présent nous avons effectué d'autres ajustements en enlevant la partie centrale de l'amas jusqu'à un rayon égal à R_{ref} . Les tables 5.5 et 5.6 présentent respectivement les ajustements effectués en utilisant un β -modèle et les ajustements effectués en utilisant un modèle de Mellier-Mathez modifié.

Dans ces tables, les ajustements effectués pour les amas Abell 222, 500, 1541 et 2397 n'apparaissent pas car les résultats sont quasiment identiques aux ajustements effectués en gardant la partie centrale. Ceci s'explique parce que les courants de refroidissement de ces amas sont relativement peu importants, et pour l'amas 2397 du fait de l'éloignement de cet amas et du manque de résolution du satellite ROSAT à cette distance.

Le cas de l'amas Abell 545 est un peu particulier. Lorsqu'on enlève la partie centrale, cet amas n'a pas le même comportement que les autres; la densité centrale augmente dans le cas d'un β -modèle alors que les paramètres r_c et β diminuent. Cet amas n'est d'ailleurs pas classifié comme un amas à courant de refroidissement dans la littérature. Pour cet amas, j'ai décidé de prendre les valeurs de l'ajustement effectué en gardant la partie centrale pour le calcul des masses.

Le comportement des paramètres est identique à celui qu'on avait observé dans le chapitre 3. Dans le cas du β -modèle, les valeurs de n_0 augmentent alors que celles de r_c et β diminuent. Dans le cas de la loi de Mellier-Mathez modifiée I_0 augmente alors que ν et a diminuent, sauf pour Abell 496 où c'est le contraire.

5.3 Valeurs des masses et fraction de baryons

Valeurs des masses

Les tables 5.7, 5.8, 5.9 et 5.10 présentent respectivement les valeurs des masses de gaz et dynamiques lorsqu'un β -modèle est utilisé dans les cas des ellipsoïdes allongé et aplati et lorsqu'un modèle de Mellier-Mathez modifié est utilisé dans les cas des ellipsoïdes allongé et aplati. La colonne 1 donne le nom de l'amas, le rayon limite de l'ajustement est précisé dans la deuxième colonne, les colonnes 3 à 10 donnent les valeurs des masses de gaz et dynamiques pour différents rayons, et, dans la onzième colonne, on peut lire la température utilisée, en particulier pour le calcul de la masse dynamique. Lorsque l'écart

entre les températures données par les satellites ROSAT et Einstein est important - c'est le cas pour les amas Abell 85, 1689 et 2029 - je donne les valeurs des masses pour les deux températures.

On constate que jusqu'à R_L les valeurs des masses obtenues par les deux lois de densité différentes sont quasiment identiques, les masses étant supérieures dans le cas de l'ellipsoïde aplati. Des différences apparaissent au-delà de R_L lorsque la distance au centre de l'amas augmente. On constate qu'à $3 h_{50}^{-1}$ Mpc la masse de gaz obtenue avec la loi de Mellier-Mathez modifiée est inférieure à celle trouvée avec le β -modèle alors que pour la masse dynamique c'est le contraire.

Nous allons comparer nos résultats avec ceux de White et al. (1997), obtenus avec les données du satellite Einstein, pour les 9 amas que nous avons en commun. Commençons par les masses de gaz.

Dans tous les cas, les masses de gaz que nous obtenons sont inférieures à celles obtenues par White et al. (1997). Ceci s'explique par le fait que nous considérons la distribution de gaz elliptique alors que White et al. (1997) considèrent une distribution sphérique. Si nous multiplions les résultats de White et al. (1997) par ϵ^2 nous retrouvons à $\pm 20\%$ près les résultats que nous avons obtenus dans le cas de l'ellipsoïde allongé, ces derniers étant généralement juste un peu inférieurs. Seul l'amas Abell 1689 présente un comportement différent: les masses que nous obtenons sont inférieures de 30% même après correction. En ce qui concerne les masses dynamiques, après correction des résultats de White et al. (1997) en tenant compte d'une éventuelle distribution elliptique de la matière noire, nous trouvons des résultats semblables à moins de 30%, lorsque des températures semblables sont utilisées. Il faut noter ici encore que le satellite ROSAT trouve pour les amas chauds des températures plus faibles que le satellite Einstein. Après correction, nos résultats à $0.5 h_{50}^{-1}$ Mpc sont plutôt en dessous de ceux trouvés par White et al. (1997) alors qu'il n'y a pas de généralité à $1 h_{50}^{-1}$ Mpc.

Nous pouvons maintenant comparer nos résultats sur les masses dynamiques aux masses des amas obtenues par la méthode des lentilles gravitationnelles. Wu & Fang (1997) font une compilation de masses d'amas obtenues par 3 méthodes différentes: la méthode du viriel et la méthode des lentilles gravitationnelles avec les données optiques, et la méthode utilisant des observations X avec les hypothèses d'équilibre hydrostatique et de symétrie sphérique. Ils constatent que les 2 méthodes issues des données optiques conduisent à des résultats similaires tandis que les masses issues de l'analyse des données X sont inférieures d'un facteur 2-3. Deux amas sont communs à nos deux études: Abell 1689 et Abell 2390. Dans le cas le plus favorable (en prenant une géométrie d'ellipsoïde aplati) et lorsque nous utilisons les températures observées par le satellite Einstein, nous trouvons également des masses plus faibles que par la méthode des lentilles gravitationnelles. Pour l'amas Abell 1689, dans le domaine de validité de nos ajustements, nous trouvons des masses dynamiques 1.2 fois plus faible que Tyson & Fisher (1995) à $1.6 h_{50}^{-1}$ Mpc et 4 fois plus faible à $3 h_{50}^{-1}$ Mpc. Pour l'amas Abell 2390, si on prend la température obtenue par White

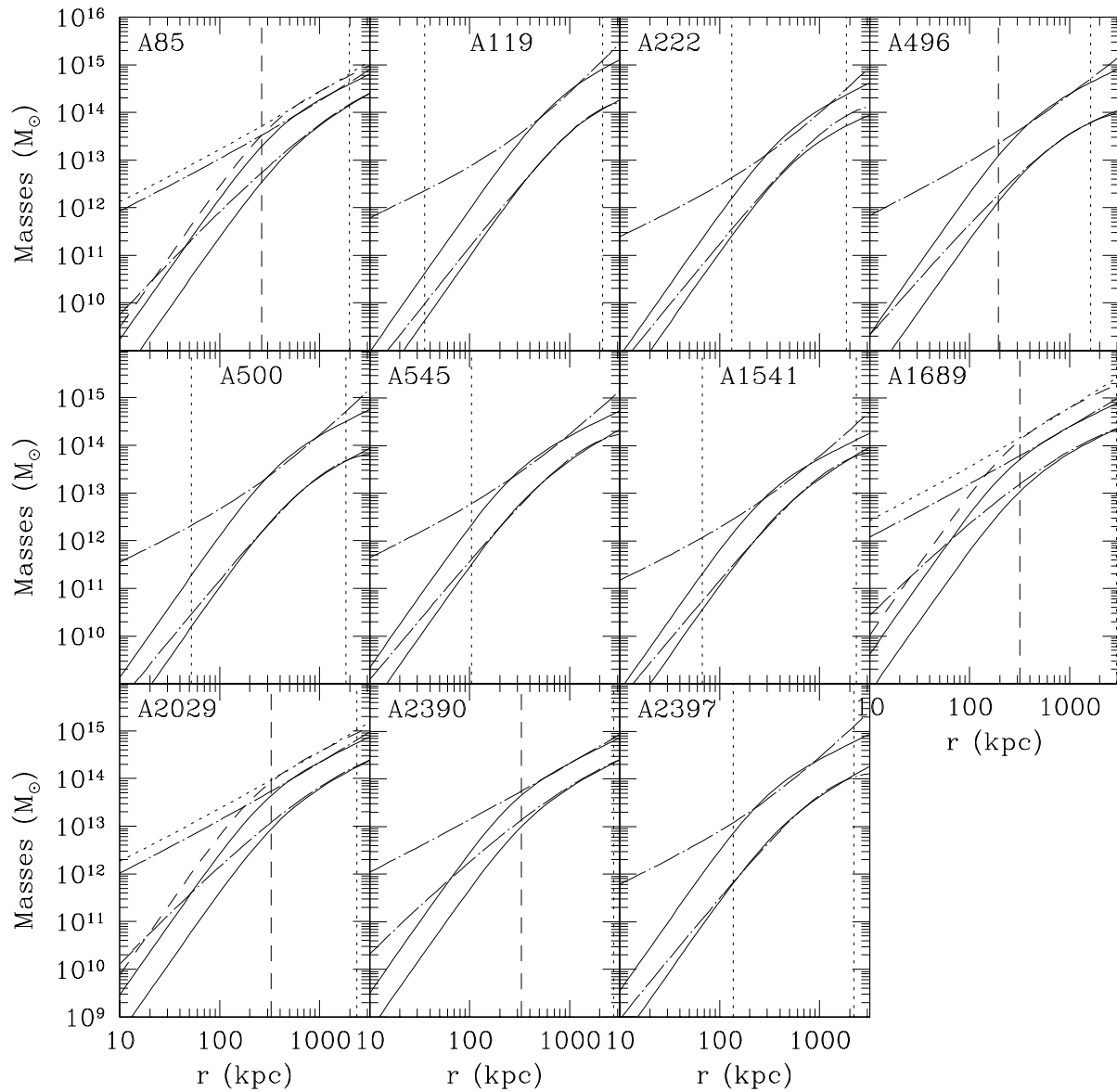


FIG. 5.4 – Profils de masses de gaz et dynamiques obtenus avec le β -modèle (trait continu) et le modèle de Mellier-Mathez (tirets longs-pointillés) pour onze amas dans le cas d'un ellipsoïde allongé. Pour les amas Abell 85, 1689 et 2029, on a également représenté les masses dynamiques obtenues avec les températures du satellite Einstein pour le modèle de Mellier-Mathez (pointillés) et pour le β -modèle (tirets courts). Les segments verticaux en traits discontinus délimitent le domaine de validité de l'ajustement: le segment de droite indique la valeur de R_L pour chaque amas alors que celui de gauche indique soit la valeur de R_{ref} (tirets courts) pour les amas qui possèdent des courants de refroidissement, soit la taille du premier pixel (pointillés).

et al. (1997) avec les données d'Einstein, on trouve une masse 3 fois plus faible que Squires et al. (1996) et 2 fois plus faible qu'Allen (1998). Les études citées ici utilisent toutes l'effet de lentille gravitationnelle faible (*"weak lensing"*).

Comme nous avons tenu compte de la géométrie dans notre étude, cette différence de masse calculée provient plutôt du fait que nous ayons pris la température du gaz constante alors que celle-ci décroît peut-être du centre vers les bords de l'amas (comme c'est le cas dans la plupart des amas étudiés par Markevitch et al. (1998) avec ASCA), ce qui tendrait à augmenter la valeur de la masse dynamique (voir l'équation 2.33).

La figure 5.4 présente les profils de masse de gaz et dynamique pour les 11 amas respectivement dans le cas d'une géométrie d'ellipsoïde allongé. Pour chaque amas, le domaine de validité des ajustements est indiqué par deux segments verticaux en traits discontinus; le segment de droite indique la valeur de R_L alors que celui de gauche indique soit la valeur de R_{ref} pour les amas qui possèdent des courants de refroidissement (tirets courts), soit la taille du premier pixel (pointillés). Les valeurs de R_{ref} utilisées sont les moyennes des valeurs obtenues par les deux modèles de densité lorsqu'on utilise dans les calculs la température obtenue par le satellite ROSAT. Dans le domaine de validité de l'ajustement, les 2 courbes du bas représentent les profils de masse de gaz et les 2 courbes supérieures les profils de masse dynamique. Les profils de masse obtenus à partir du β -modèle sont tracés en traits continus alors que ceux obtenus à partir de la loi de Mellier-Mathez sont tracés avec des tirets longs - pointillés. Pour les amas Abell 85, 1689 et 2029, je trace aussi les masses dynamiques obtenues avec les températures du satellite Einstein (pointillés pour les masses déduites du modèle de Mellier-Mathez et tirets courts pour les masses déduites du β -modèle).

On constate, dans le domaine de validité de l'ajustement, une très bonne superposition des profils de masses de gaz. Nous observons également un bon accord pour les profils de masses dynamiques, tout en mettant en évidence, aux extrémités du domaine de validité, le comportement différent des deux fonctions. Ce comportement différent aura des conséquences sur les valeurs de la fraction de baryons observée en R_L .

Fraction de baryons

Les tables 5.11 et 5.12 présentent respectivement les valeurs des rapports M_{gaz}/M_{dyn} lorsqu'un β -modèle est utilisé et lorsqu'un modèle de Mellier-Mathez modifié est utilisé. La colonne 1 donne le nom de l'amas, les colonnes 2 à 5 donnent les valeurs des rapports M_{gaz}/M_{dyn} pour différents rayons et dans la colonne 6 on peut lire la température utilisée pour les calculs.

On constate que la fraction de baryons dépend un peu du type de loi utilisée pour paramétriser la densité électronique. Dans presque tous les cas, la fraction de baryons à R_L est plus faible lorsqu'une loi de Mellier-Mathez est utilisée. La fraction de baryons à R_L est comprise entre 11 et 48% h_{50}^{-2} lorsque le β -modèle est utilisé et entre 8.5 et 30.5% h_{50}^{-2} pour la loi de Mellier-Mathez. Les fourchettes sont ici données lorsque la température obtenue par le satellite Einstein est utilisée. Il faut garder en mémoire que ces valeurs

sont des limites inférieures car les galaxies ne sont pas prises en compte dans les calculs. La fraction de baryons moyennée par la masse des amas, à R_L (ou le rapport de la somme des masses de gaz sur les masses dynamiques pour les 11 amas) vaut, lorsque la température obtenue par le satellite Einstein est utilisée pour le calcul de la masse dynamique, $f_b = (19 \pm 8)\%h_{50}^{-2}$ dans le cas du β -modèle et $f_b = (13 \pm 5)\%h_{50}^{-2}$ dans le cas d'une loi de Mellier-Mathez. On va supposer que cet échantillon d'amas est caractéristique de l'univers au moins en ce qui concerne la fraction de baryons. Dans ce cas, en utilisant les résultats de la nucléosynthèse primordiale, on obtient:

$\Omega = \Omega_b/f_b = (0.14 \pm 0.07)h_{50}^{-0.5}$ avec les résultats de Rutgers & Hogan (1996) et le β -modèle,

$\Omega = \Omega_b/f_b = (0.19 \pm 0.11)h_{50}^{-0.5}$ avec les résultats de Rutgers & Hogan (1996) et la loi de Mellier-Mathez. De même

$\Omega = \Omega_b/f_b = (0.54 \pm 0.29)h_{50}^{-0.5}$ avec les résultats de Tytler et al. (1996) et le β -modèle,

$\Omega = \Omega_b/f_b = (0.75 \pm 0.45)h_{50}^{-0.5}$ avec les résultats de Tytler et al. (1996) et la loi de Mellier-Mathez.

Les valeurs de Ω seraient inférieures si on prenait en compte la matière visible (étoiles, galaxies) dans le calcul. Seul dans le dernier cas, une constante de Hubble autour de $30 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ($h_{50} = 0.6$) pourrait conduire à $\Omega = 1$.

La figure 5.5 présente les profils des rapports des masses de gaz sur les masses dynamiques pour les 11 amas ceci pour les deux types de lois. La signification de chaque courbe est indiquée dans la légende de la figure. On peut observer que pour les amas qui possèdent un paramètre β supérieur à $2/3$, la fraction de baryons obtenue avec le β -modèle atteint un palier puis diminue. Il est intéressant de constater que c'est toujours le cas pour la fraction de baryons obtenue avec un modèle de Mellier-Mathez. Ainsi, avec le modèle de Mellier-Mathez on pourra trouver dans tous les cas un rayon pour lequel la fraction de baryons est compatible avec la nucléosynthèse primordiale et $\Omega = 1$. Ceci dit, dans certains cas, les masses de gaz et dynamiques obtenues pour ce rayon seront trop grandes et ne correspondront à rien de réel. De plus on a vu que l'hypothèse d'équilibre hydrostatique n'est plus valable à grande distance du centre (Evrard et al. 1996). On peut résoudre le problème en introduisant une valeur de la constante cosmologique non nulle (Lineweaver 1998). Cependant, même si la constante cosmologique est nulle, d'après Evrard (1997) il existe des effets systématiques qui s'ils vont tous dans la même direction peuvent permettre à Ω d'être égal à 1. Ainsi la "catastrophe baryonique" n'en serait plus une.

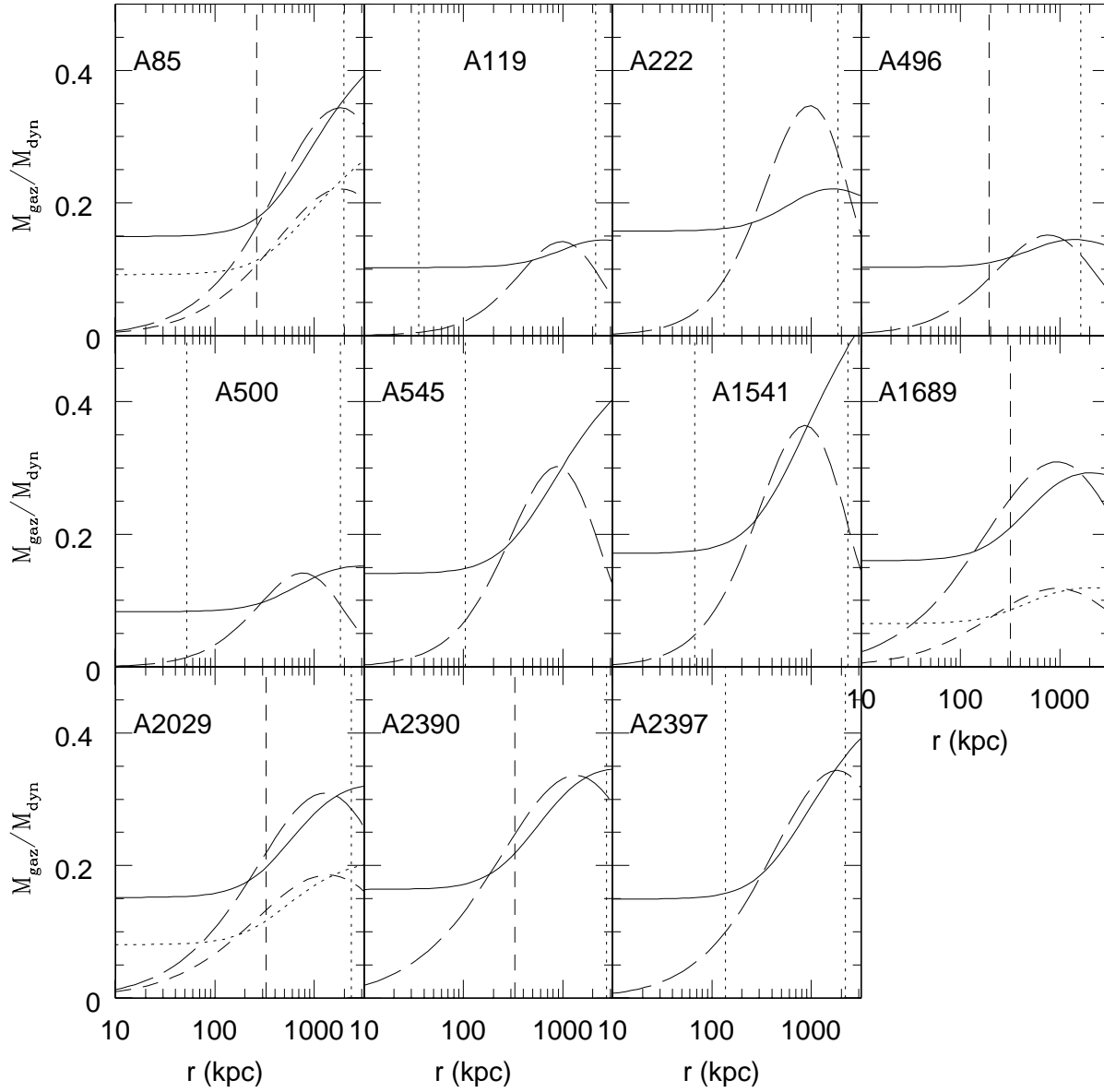


FIG. 5.5 – Profils des rapports de la masse de gaz sur la masse dynamique obtenus avec le β -modèle (trait continu) et le modèle de Mellier-Mathez (tirets longs) pour onze amas. Pour les amas Abell 85, 1689 et 2029, on a également représenté les rapports obtenus avec les températures du satellite Einstein pour le modèle de Mellier-Mathez (tirets courts) et pour le β -modèle (pointillés). Les segments verticaux en traits discontinus délimitent le domaine de validité de l'ajustement: le segment de droite indique la valeur de R_L pour chaque amas alors que celui de gauche indique soit la valeur de R_{ref} (tirets courts) pour les amas qui possèdent des courants de refroidissement, soit la taille du premier pixel (pointillés).

TAB. 5.3 – Résultats des ajustements pour les différents amas avec un β -modèle.

Nom	z	n_0 (10^{-3}cm^{-3})	β	r_c (kpc)	ϵ	T_{ROSAT} (keV)	R_{ref1} (kpc)	\dot{M}_1 (M_\odot/an)	$T_{Ein-EXO}$ (keV)	R_{ref2} (kpc)	\dot{M}_2 (M_\odot/an)
Abell 85	0.0555	15.25	0.534	89	0.83	4	266	587	6.2	228	479
erreur à 3σ		0.75	0.005	5	0.02	1.5	39	165			
Abell 119	0.044	1.075	0.82	670	0.87	6	0	0	5.9-5.1	0	0
erreur à 3σ		0.05	0.05	40	0.03	2.9					
Abell 222	0.213	1.5	0.68	421	0.82	2.15	0	0	-	-	-
erreur à 3σ		0.5	0.2	237	0.16	0.7					
Abell 496	0.0328	21.7	0.53	50	0.87	4	192	235	3.9-4.7	193-182	238-218
erreur à 3σ		1.9	0.008	4	0.03	1	25	81			
Abell 500	0.0666	1.4	0.74	367	0.825	3.2	0	0	3.3	0	0
erreur à 3σ		0.2	0.07	65	0.06	1.8					
Abell 545	0.153	4.5	0.65	279	0.765	4	262	755	5.5	216	619
erreur à 3σ		0.45	0.07	62	0.045	1.6	89	566			
Abell 1541	0.0892	1.95	0.64	284	0.73	1.5	162	193	-	-	-
erreur à 3σ		0.5	0.11	106	0.15	0.4	117	+237/-193			
Abell 1689	0.181	10.15	0.7	188	0.91	4	320	1142	10.1	237	904
erreur à 3σ		0.7	0.02	15	0.04	0.7	35	420			
Abell 2029	0.0768	22.8	0.60	100	0.79	4.5	320	871	7.8	272	729
erreur à 3σ		1.1	0.007	5	0.02	1.6	39	246			
Abell 2390	0.228	9.05	0.66	227	0.73	5	349	1199	-	-	-
erreur à 3σ		1.05	0.03	30	0.05	3	94	754			
Abell 2397	0.224	2.65	0.67	281	0.96	4	84	217	-	-	-
erreur à 3σ		0.5	0.08	71	0.11	2	+160/-84	+382/-217			

TAB. 5.4 – Résultats des ajustements pour les différents amas avec une loi de Mellier-Mathez modifiée.

Nom	z	I_0 (10^{-3}cm^{-3})	ν	a (kpc)	ϵ	T_{ROSAT} (keV)	R_{ref1} (kpc)	\dot{M}_1 (M_\odot/an)	$T_{Ein-EXO}$ (keV)	R_{ref2} (kpc)	\dot{M}_2 (M_\odot/an)
Abell 85	0.0555	4.25	0.61	379	0.815	4	262	693	6.2	217	515
erreur à 3σ		0.15	0.015	12	0.015	1.5					
Abell 119	0.044	0.685	1.21	1027	0.88	6	14	0.5	5.9-5.1	14-17	0.5-0.8
erreur à 3σ		0.02	0.06	29	0.03	2.9					
Abell 222	0.213	0.8	1.08	867	0.85	2.15	96	61	-	-	-
erreur à 3σ		0.15	0.23	145	0.16	0.7					
Abell 496	0.0328	5.5	0.61	230	0.86	4	198	314	3.9-4.7	200-185	320-283
erreur à 3σ		0.3	0.02	12	0.03	1					
Abell 500	0.0666	0.82	1.05	662	0.82	3.2	55	13	3.3	53	12
erreur à 3σ		0.06	0.08	43	0.06	1.8					
Abell 545	0.153	2.1	0.96	657	0.78	4	223	554	5.5	182	380
erreur à 3σ		0.15	0.07	37	0.05	1.6					
Abell 1541	0.0892	0.9	0.99	682	0.75	1.5	140	95	-	-	-
erreur à 3σ		0.15	0.18	137	0.15	0.4					
Abell 1689	0.181	4.45	0.96	431	0.89	4	318	1418	10.1	212	829
erreur à 3σ		0.2	0.04	17	0.04	0.7					
Abell 2029	0.0768	7.9	0.70	306	0.79	4.5	335	1218	7.8	274	943
erreur à 3σ		2.95	0.02	9	0.02	1.6					
Abell 2390	0.228	3.7	0.88	555	0.75	5	311	1207	-	-	-
erreur à 3σ		0.3	0.05	35	0.05	3					
Abell 2397	0.224	1.25	1.04	643	0.96	4	97	97	-	-	-
erreur à 3σ		0.15	0.12	67	0.11	2					

TAB. 5.5 – *Résultats des ajustements pour les amas sans la partie centrale; utilisation d'un β -modèle.*

Nom	n_0 (10^{-3}cm^{-3})	β	r_c (kpc)	ϵ	T (keV)
Abell 85	3.55	0.645	315	0.825	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ	0.4	0.02	36	0.02	
Abell 85	3.1	0.66	349	0.83	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	0.45	0.025	46	0.02	
Abell 496	2.55	0.82	356	0.86	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	0.35	0.07	58	0.03	
Abell 1689	7.4	0.74	251	0.89	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ	2.7	0.06	73	0.04	
Abell 1689	7.2	0.74	251	0.89	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	2.6	0.06	73	0.04	
Abell 2029	7.95	0.68	227	0.81	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ	2.5	0.035	56	0.025	
Abell 2029	5.6	0.71	288	0.82	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	2.6	0.06	106	0.03	
Abell 2390	7.7	0.71	269	0.76	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	4.1	0.06	106	0.05	

TAB. 5.6 – *Résultats des ajustements pour les amas sans la partie centrale; utilisation d'une loi de Mellier-Mathez modifiée.*

Nom	I_o (10^{-3}cm^{-3})	ν	a (kpc)	ϵ	T (keV)
Abell 85	7.65	0.475	227	0.83	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ	0.75	0.015	17	0.02	
Abell 85	6.35	0.495	261	0.83	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	0.65	0.015	20	0.02	
Abell 496	2.7	0.75	368	0.85	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	1.25	0.17	129	0.03	
Abell 1689	27.7	0.47	110	0.90	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ	5.3	0.02	16	0.04	
Abell 1689	120	0.38	40	0.89	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	26	0.015	6	0.04	
Abell 2029	61	0.385	62	0.81	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ	8	0.01	6	0.025	
Abell 2029	30	0.43	102	0.82	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	4.5	0.015	11	0.03	
Abell 2390	123	0.36	42	0.76	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	40	0.02	10	0.05	

TAB. 5.7 – *Masses de gaz et masses dynamiques; valeurs obtenues à partir d'un β -modèle; cas de l'ellipsoïde allongé.*

Nom	R_L (h_{50}^{-1} Mpc)	M_{gaz} R_L ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 0.5 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 1 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 3 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{dyn} R_L ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 0.5 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 1 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 3 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	T (keV)
Abell 85	1.98	141	16	53	237	59	11	28	91	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		140	15	53	235	39	7	18	60	T_{ROSAT}
		38	3	13	67	15	2.5	7	23	
Abell 119	2.14	116	8.5	37	172	107	10	38	158	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		18	1	5	28	53	5	19	78	
Abell 222	1.85	78	8	31	143	19	3	9.5	32	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		+85/-78	6	30	+167/-143	11.5	2.5	5.5	19	
Abell 496	1.62	61	11.5	34.5	109	42	9	24	80	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		22	3	11	43	11.5	2.5	6.5	22	
Abell 500	1.82	47	6.5	21.5	81	32	6	16	53	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		19	2	7.5	34	19	3.5	9.5	31	
Abell 545	3.32	229	15	48	203	56	6.5	16	51	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		102	4.5	18	90	24	3	7	22	
Abell 1541	2.34	64	6	20	87	13.5	2	5.5	17	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		53	4	15	73	7	1	3	9	
Abell 1689	2.95	229	26	71	233	194	26.5	62	198	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		223	25	69	227	77	10.5	25	78	T_{ROSAT}
		156	13.5	44	160	16	2.5	5	17	
Abell 2029	2.35	179	22	63	233	91	16	37	116	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		177	20.5	62	229	56	9	22	72	T_{ROSAT}
		66	8.5	32	85	47	6	17	62	
Abell 2390	2.77	218	22	65	236	63	9	21	68	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		206	16	56	225	39	6	13	42	
Abell 2397	2.20	120	13.5	43	172	60	10.5	26	82	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		66	6	22	98	34	6	14	46	

TAB. 5.8 – *Masses de gaz et masses dynamiques; valeurs obtenues à partir d'un β -modèle; cas de l'ellipsoïde aplati.*

Nom	R_L (h_{50}^{-1} Mpc)	M_{gaz} R_L ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 0.5 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 1 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 3 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{dyn} R_L ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 0.5 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 1 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 3 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	T (keV)
Abell 85	1.98	172	20	65	288	72	14	34	111	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		170	19	64	284	47	9	22	73	T_{ROSAT}
		46	3.5	16	61	18	3	8	28	
Abell 119	2.14	134	10	43	197	123	11.5	44	181	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		21	1	6	32	61	6	22	90	
Abell 222	1.85	95	10	38	174	24	4	11.5	40	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		+103/-95	7.5	37	+203/-174	14	3	6.5	23	
Abell 496	1.62	71	13.5	40	126	49	10.5	28	94	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		26	3.5	13	50	13	3	7.5	26	
Abell 500	1.82	57	8	26	99	38	7	19	65	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		23	2.5	9	41	23	4	11.5	38	
Abell 545	3.32	300	20	63	265	74	8.5	21	66	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		133	6	24	118	31	4	9	29	
Abell 1541	2.34	88	8.5	27	119	18	3	7.5	23	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		73	5.5	21	100	9.5	1.5	4	12	
Abell 1689	2.95	258	29	80	262	218	30	70	222	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		251	28	77	255	87	12	28	88	T_{ROSAT}
		175	15	49	180	18	3	7	19	
Abell 2029	2.35	221	27	78	288	112	20	46	144	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		215	25	75	279	68	11	27	87	T_{ROSAT}
		80	10	39	104	57	7.5	21	76	
Abell 2390	2.77	286	29	86	311	83	12	28	90	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		271	21	74	296	51	8	17	55	
Abell 2397	2.20	125	14.5	44	179	62	11	27	86	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		69	6	23	102	35	6	15	48	

TAB. 5.9 – *Masses de gaz et masses dynamiques; valeurs obtenues à partir d'une loi de Mellier-Mathez modifiée; cas de l'ellipsoïde allongé*

Nom	R_L (h_{50}^{-1} Mpc)	M_{gaz} R_L ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 0.5 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 1 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 3 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{dyn} R_L ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 0.5 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 1 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 3 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	T (keV)
Abell 85	1.98	144	18	55	235	65	11	27	112	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		144	17	55	236	42	7	17	73	T_{ROSAT}
Abell 119	2.14	119	8.5	37.5	156	122	7.5	26.5	249	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		16	2	6	23	60	3.5	13	123	
Abell 222	1.85	84.5	8.5	33.5	128	31	3	9.5	79	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		54	8	24	93	15	1	4	46	
Abell 496	1.62	61	12	34.5	95	50	8	23.5	136	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		+64/-61	12	34	+117/-95	25	3	10	82	
Abell 500	1.82	47	6.5	22.5	64	50.5	5	16.5	134	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		12	2	5.5	19	29	2.5	9.5	80	
Abell 545	3.32	175	14.5	52	167	152	5.5	17.5	125	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		48	4.5	12	44	66	2	7	54	
Abell 1541	2.34	60	6	22	69	28	2	6	45	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		41	5	13	52	13	0.5	2	23	
Abell 1689	2.95	225	28	74	228	264	26	63	270	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		226	30	76	229	95	10.5	24.5	97	T_{ROSAT}
Abell 2029	2.35	184	24.5	66.5	234	105	15.5	36.5	143	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		94	10	28	96	18	2	4.5	19	T_{ROSAT}
Abell 2390	2.77	221	26	68.5	238	72.5	9	20.5	80	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		134	13	37	146	44	5.5	13	49	
Abell 2397	2.20	108	13	45	125	126	8.5	28.5	231	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		44	6	17	57	71	4.5	15	134	

TAB. 5.10 – *Masses de gaz et masses dynamiques; valeurs obtenues à partir d'une loi de Mellier-Mathez modifiée; cas de l'ellipsoïde aplati*

Nom	R_L (h_{50}^{-1} Mpc)	M_{gaz} R_L ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 0.5 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 1 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{gaz} 3 Mpc ($10^{12} M_\odot$)	M_{dyn} R_L ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 0.5 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 1 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	M_{dyn} 3 Mpc ($10^{13} M_\odot$)	T (keV)
Abell 85	1.98	173	22	66	283	78	13	33	135	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		173	21	66	283	51	8.5	21	88	T_{ROSAT}
Abell 119	2.14	135	10	42	177	139	8.5	30	282	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		18	2.5	7	26	68	4	15	140	
Abell 222	1.85	99	10	39	150	36	3.5	11.5	93	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		64	9.5	28	109	18	1	4.5	54	
Abell 496	1.62	72	14	41	112	59	9.5	27	160	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		+75/-72	14	40	+137/-112	29	3.5	12	96	
Abell 500	1.82	57	7.5	27	78	61	6	20	163	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		15	2.5	7	23	35	3	12	98	
Abell 545	3.32	224	19	66	214	195	7	22	161	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		62	6	15	56	85	2.5	9	69	
Abell 1541	2.34	80	8	29	93	38	2.5	8	60	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		55	6.5	17	69	17	0.5	2.5	31	
Abell 1689	2.95	250	31	83	253	294	29	70	301	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		254	34	85	258	107	12	28	109	T_{ROSAT}
Abell 2029	2.35	227	30	82	289	130	19	45	176	$T_{Einstein}$
erreur à 3σ		223	29	80	282	128	19	44	174	T_{ROSAT}
Abell 2390	2.77	291	34	90	313	95	12	27	105	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		176	17	49	192	58	7	17	64	
Abell 2397	2.20	112	13.5	47	130	131	9	29.5	241	T_{ROSAT}
erreur à 3σ		46	6.5	18	59	74	4.5	15.5	140	

TAB. 5.11 – *Rapports de la masse de gaz sur la masse dynamique pour différents rayons; valeurs obtenues à partir d'un β -modèle.*

Nom	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ R_L	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 0.5 Mpc	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 1 Mpc	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 3 Mpc	T (keV)
Abell 85	24	14.5	19	26	T_{Einstein}
	35.5	22	29	39	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	16.5	9	13.5	18.5	
Abell 119	11	8.5	10	11	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	5.5	4.5	5	5.5	
Abell 222	40	26	33	44	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	+50/-40	+27.5/-26	+37/-33	+57.5/-44	
Abell 496	14.5	13	14.5	13.5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	6.5	5	6	3	
Abell 500	15	11	13.5	15	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	11	7.5	9.5	10.5	
Abell 545	40.5	23	30.5	40	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	25	12.5	17.5	25	
Abell 1541	48	27.5	37.5	51	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	47	22	35.5	50.5	
Abell 1689	12	10	11.5	12	T_{Einstein}
	29	24	28	29	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	21	14	19	21.5	
Abell 2029	19.5	13.5	17	20	T_{Einstein}
	31.5	23	28	32	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	29	18	26	30	
Abell 2390	34.5	25	30.5	34.5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	+39/-34.5	24.5	+32/-30.5	+39/-34.5	
Abell 2397	20	13	16.5	21	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	16	9.5	12.5	16.5	

TAB. 5.12 – *Rapports de la masse de gaz sur la masse dynamique pour différents rayons; valeurs obtenues à partir d'une loi de Mellier-Mathez modifiée.*

Nom	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ R_L	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 0.5 Mpc	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 1 Mpc	$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}(\%)$ 3 Mpc	T (keV)
Abell 85	22	15.5	20.5	21	T_{Einstein}
	34.5	24	32	32	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	16.5	9	13	18.5	
Abell 119	9.5	11.5	14	6.5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	5	6	7.5	3.5	
Abell 222	27.5	28.5	34.5	16	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	22	+29/-28.5	28.5	15	
Abell 496	12	14.5	15	7	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	+14/-12	+15.5/-14.5	+16/-15	+9.5/-7	
Abell 500	9.5	13	13.5	5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	6	8	8.5	3.5	
Abell 545	11.5	26.5	30	13.5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	6	12.5	14	7	
Abell 1541	21	31.5	36	15.5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	17.5	27.5	25	14	
Abell 1689	8.5	11	12	8.5	T_{Einstein}
	24	29	31	23.5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	11	11	13	11	
Abell 2029	17.5	15.5	18.5	16.5	T_{Einstein}
	28.5	26	30.5	26.5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	13	11	13.5	12.5	
Abell 2390	30.5	29	33	30	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	26	23	27.5	26	
Abell 2397	8.5	15	16	5.5	T_{ROSAT}
erreur à 3σ	6	10.5	10.5	4	

Chapitre 6

Conclusions & Perspectives

[...]

*Noč trudna molči,
nezamudna beži
čez mestni trg luna sanjava.
in ruši pokoj
moji duši nocoj,
brezskrbno pa ljubica spava.*

Dragotin KETTE
Na trgu

[...]

La nuit fatiguée se tait,
ponctuelle, la lune rêveuse fuit
au dessus de la place de la ville,
et trouble cette nuit
le repos de mon âme,
pendant que ma bien aimée dort sans inquiétude.

Dragotin KETTE
Sur la place

Durant cette thèse, j'ai tout d'abord étudié l'amas Abell 85 en utilisant des données X du satellite ROSAT aussi bien que des données optiques et radio.

L'analyse en ondelettes des données du PSPC et du HRI de ROSAT a permis de détecter des surdensités X à différentes échelles qui ont été corrélées avec l'émission d'objets dans le visible ou dans le domaine des ondes radio.

En particulier on a constaté que l'émission X provenant du centre de l'amas au niveau de la galaxie cD n'était pas ponctuelle donc que l'objet émissif n'était pas un noyau actif ce qui a été corroboré par les observations optiques. De plus, j'ai montré que des structures significatives sont présentes dans la région centrale de l'amas, certainement dues à des inhomogénéités dans les courants de refroidissement.

Une surdensité X diffuse a été mise en évidence à l'ouest de la galaxie cD, où des observations dans le domaine optique ont montré l'existence d'un groupe d'avant plan séparé de $46h_{50}^{-1}$ Mpc de la structure principale de l'amas.

Une sous structure au sud de la galaxie cD a été mise en évidence par la méthode des ondelettes. Nous avons calculé qu'à cet endroit les galaxies présentaient une dispersion des vitesses compatible avec celle de l'amas. Cette sous structure serait le point d'impact d'un filament de matière qui tombe vers l'amas.

Enfin au sud ouest de l'amas, une surdensité X diffuse est observée avec le PSPC et le HRI de ROSAT, superposée à une forte émission radio provenant de la radiosource 0038-096, sans contrepartie optique. Le rayonnement X présent à cet endroit serait du rayonnement Compton Inverse émis par les photons du fond de rayonnement cosmologique diffusés par les électrons relativistes de la radiosource.

L'étude du flux synchrotron provenant de la radiosource 0038-096 et l'obtention par une méthode originale du flux Compton Inverse provenant de cette région a permis de déterminer une valeur du champ magnétique d'environ $1\mu\text{G}$ dans cette partie de l'amas Abell 85. Une étude spectrale provenant des observations effectuées avec les satellites Beppo Sax et ASCA est envisagée pour confirmer ce résultat. Une observation d'environ 10^5 secondes a eu lieu en juillet 98 avec le satellite Beppo Sax sur notre proposition, et les données ASCA sont maintenant dans le domaine public.

L'analyse spectrale des données du PSPC a montré qu'une corrélation négative, non physique, existait entre la température du gaz chaud et la densité de colonne d'hydrogène, lors des ajustements.

Lorsqu'un modèle de Raymond Smith était utilisé, la température de l'amas était de 4 ± 1.5 keV, et la métallicité au centre de l'amas significativement plus forte qu'ailleurs. On a vu qu'un modèle à 2 composantes améliorait nettement l'ajustement, une composante modélisant une phase chaude entre 3 et 6 keV et l'autre une phase de température autour de 0.1 keV.

La deuxième partie de mon travail a consisté à étudier un échantillon de 10 autres amas de galaxies.

Une analyse spectrale menée en utilisant un modèle de Raymond Smith a permis de déterminer la température de ces amas.

Pour les 11 amas un programme d'ajustement pixel par pixel des données ROSAT développé pendant la thèse a permis d'obtenir les valeurs des paramètres caractéristiques de la distribution du gaz chaud dans les amas. J'ai vérifié que les différents résultats déduits à partir des ajustements ne dépendaient pas de la taille du pixel. J'ai compris pourquoi lors des ajustements des données du satellite Einstein effectués avec la même méthode, les paramètres β et r_c du β -modèle étaient plus petits que ceux de la littérature.

Grâce aux résultats des ajustements, nous avons pu déterminer la valeur du taux de masse déposée pour les amas possédant des courants de refroidissement.

J'ai ensuite déterminé la masse de gaz de ces amas dans le cas de distributions de gaz en forme d'ellipsoïde allongé ou aplati et pour 2 lois de densité électronique. Puis en appliquant l'hypothèse d'équilibre hydrostatique, j'ai calculé la masse totale de ces amas.

Enfin la fraction de baryons des 11 amas a été calculée pour les 2 types de lois de densité. On a constaté que dans le cas le plus favorable, la fraction de baryons globale observée était compatible avec les résultats de la nucléosynthèse primordiale et $\Omega = 1$, uniquement si H_0 était de l'ordre de $30 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Ceci dit, la fraction de baryons

obtenue à partir de la loi de Mellier-Mathez modifiée tend vers 0 lorsque la distance au centre de l'amas augmente. Ainsi dans l'hypothèse où la distribution de gaz s'étend plus loin que la limite observable actuellement, ou dans le cas où la matière noire s'étend plus loin que le gaz, les résultats sur la fraction de baryons peuvent se réconcilier avec les résultats de la nucléosynthèse primordiale et $\Omega = 1$.

Un prolongement intéressant de cette étude serait d'utiliser les profils de températures de Markevitch et al. (1998), en les normalisant à la température moyenne de l'amas, pour obtenir des profils de masse dynamique et d'observer les conséquences sur la fraction de baryons de ces amas.

Seules de nouvelles observations spectroscopiques, avec de très bonnes résolutions spatiales, des régions externes et peu lumineuses des amas de galaxies pourront donner des informations détaillées sur leur structure, sur la valeur de la fraction de baryons, et par conséquent sur Ω . La nouvelle génération de satellites X comme XMM et AXAF est attendue avec impatience.

Annexe A

Articles et Communications Publiés

A.1 The rich cluster of galaxies ABCG 85. I. X-ray analysis

V. Pislár, F. Durret, D. Gerbal, G.B. Lima Neto, E. Slezak 1997

Astronomy & Astrophysics, **322**, 53

A.2 The rich cluster of galaxies ABCG 85. II. X-ray analysis using the ROSAT HRI

G.B. Lima Neto, V. Pislar, F. Durret, D. Gerbal, E. Slezak 1997

Astronomy & Astrophysics, **327**, 81

A.3 The diffuse, relic radio source in Abell 85: estimation of cluster scale magnetic field from inverse Compton X-rays

J. Bagchi, V. Pislár, G.B. Lima Neto 1998

MNRAS, **296**, L23

A.4 Redshift and Photometric Survey of the X-ray Cluster of Galaxies Abell 85

F. Durret, P. Felenbok, D. Gerbal, J. Guibert, G. Lima Neto, C. Lobo, V. Pislár, E. Slezak 1996

Proc. ESO Conference *The Early Universe with the VLT*, p.386

Annexe B

**Figures d'autres auteurs citées dans
le texte**

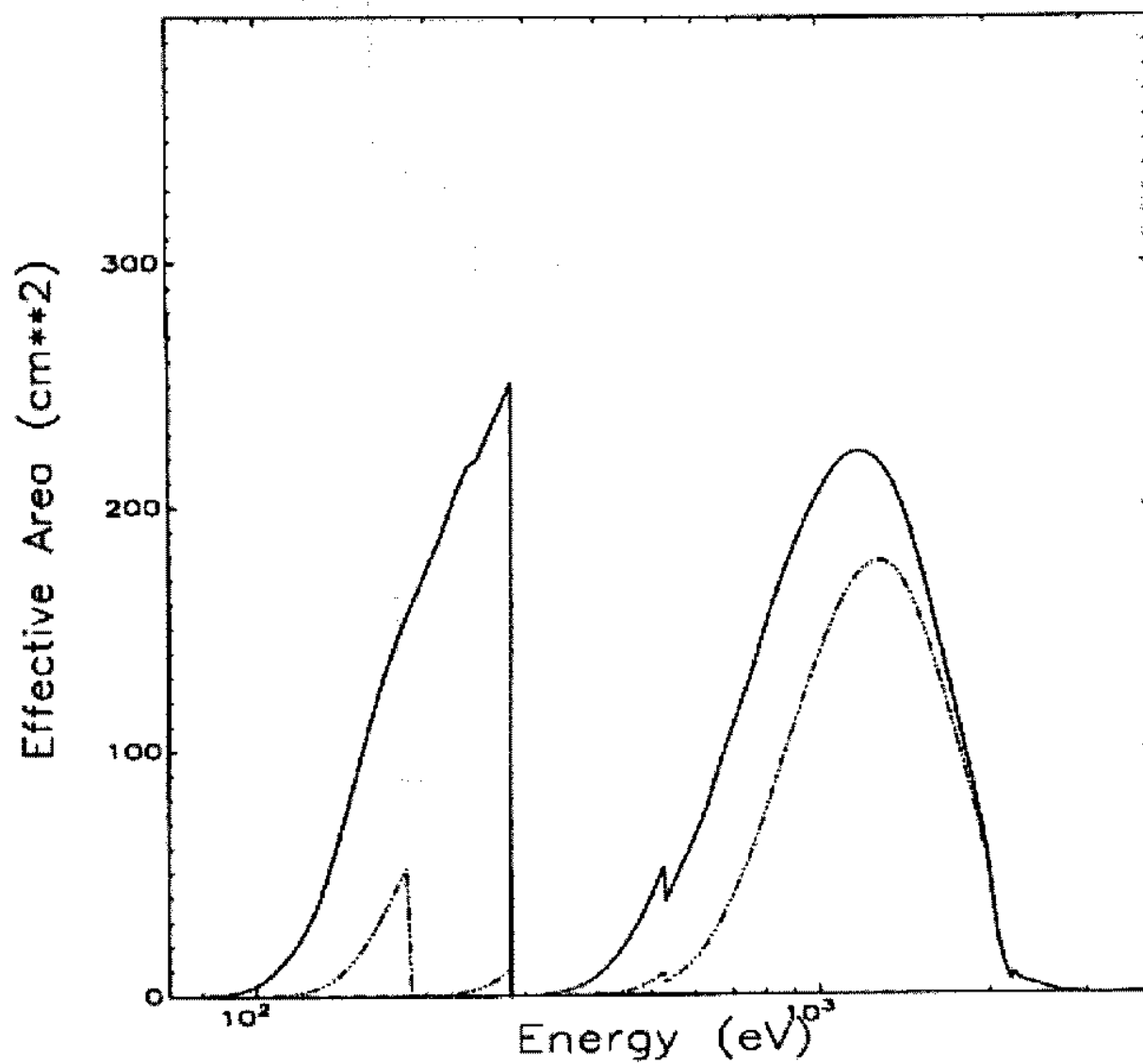


FIG. B.1 – Aire effective (appelée rendement dans le texte) sur l'axe, du miroir X couplé avec le PSPC de ROSAT. La courbe en pointillés indique la valeur de l'aire effective lorsque qu'un filtre en bore est utilisé.

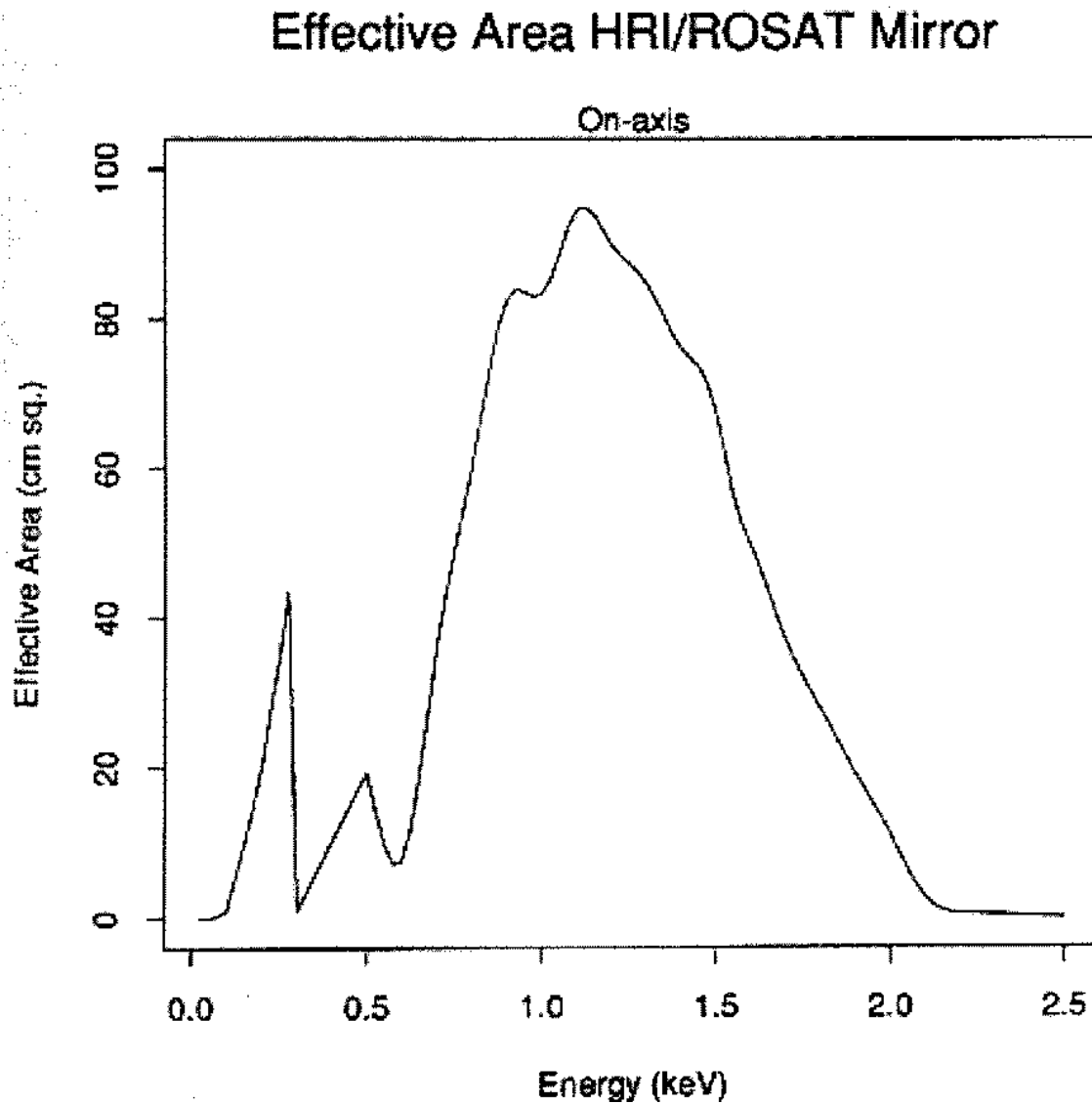


FIG. B.2 – Aire effective (appelée rendement dans le texte) sur l'axe, du miroir X couplé avec le HRI de ROSAT.

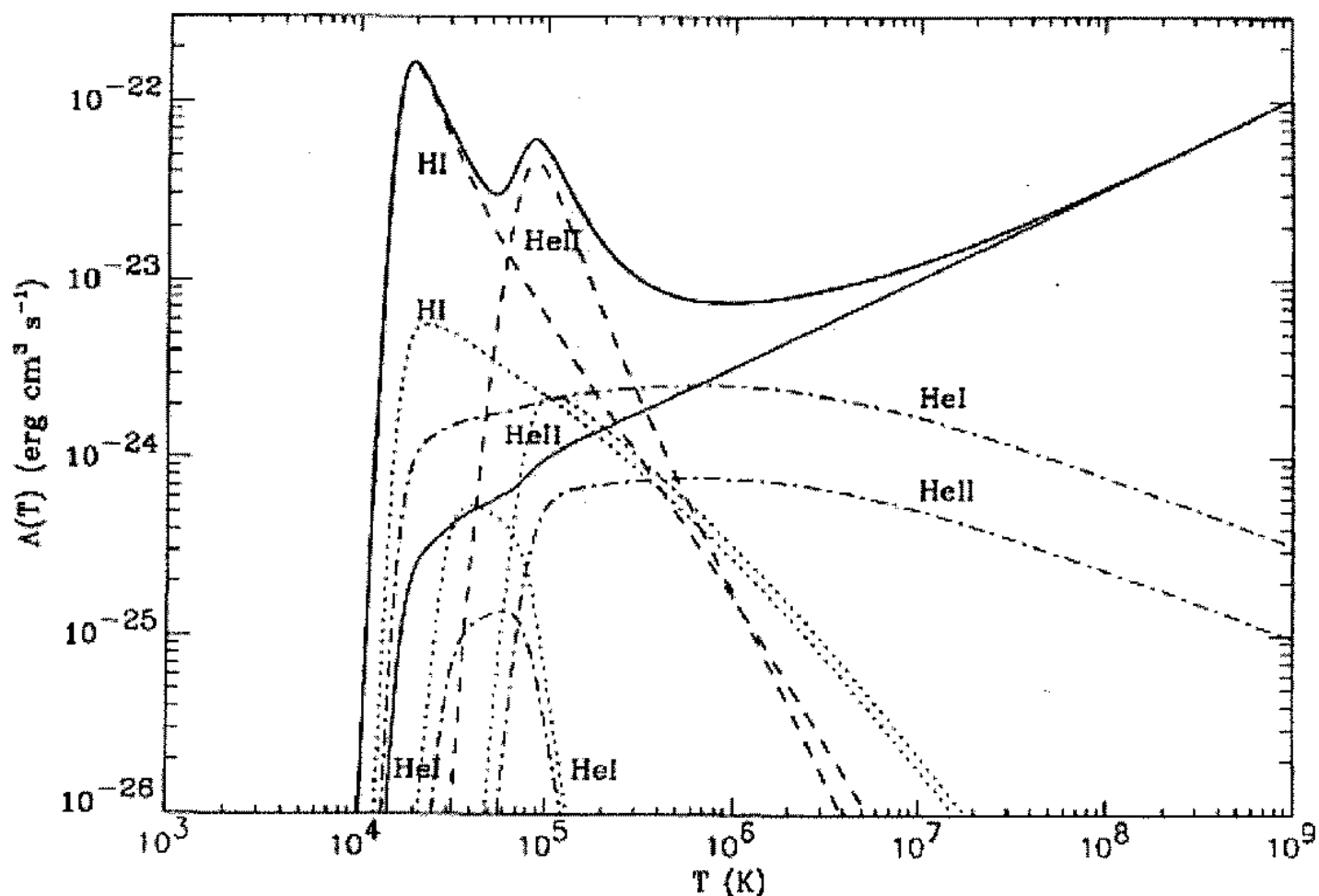


FIG. B.3 – Figure 5.1 de Teyssier (1996). Fonction de refroidissement en fonction de la température du gaz. Le trait plein représente la somme de tous les processus radiatifs. Le détail des transitions est aussi indiqué: Bremsstrahlung (trait continu), excitations (trait hachuré), ionisations (pointillés) et recombinaisons (hachuré-pointillé).

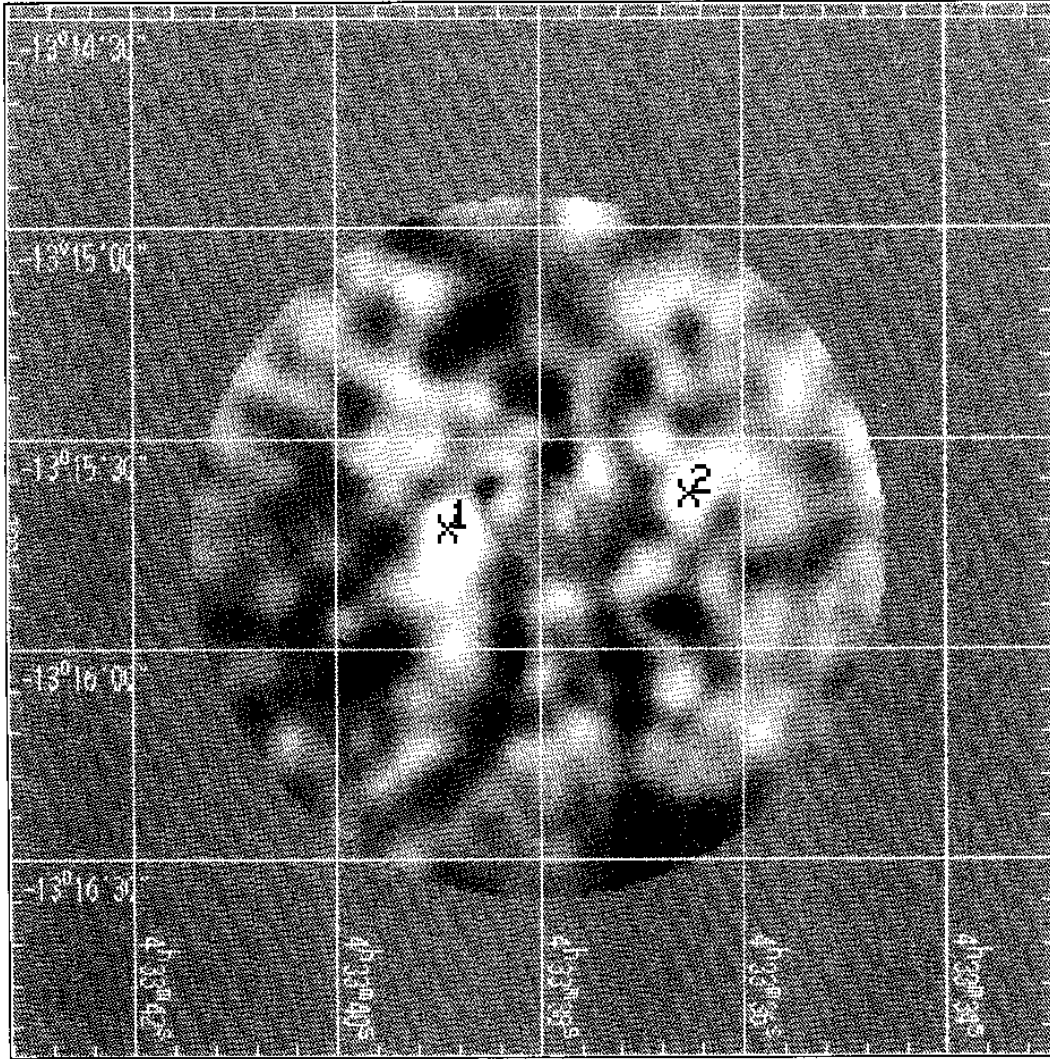


FIG. B.4 – *Figure 3b de Prestwich et al. (1995). Partie centrale de l'amas Abell 85. Résidus présents après soustraction d'un modèle préalablement ajusté à l'image obtenue par le HRI de ROSAT. La surdensité X1 est significative à 3σ .*

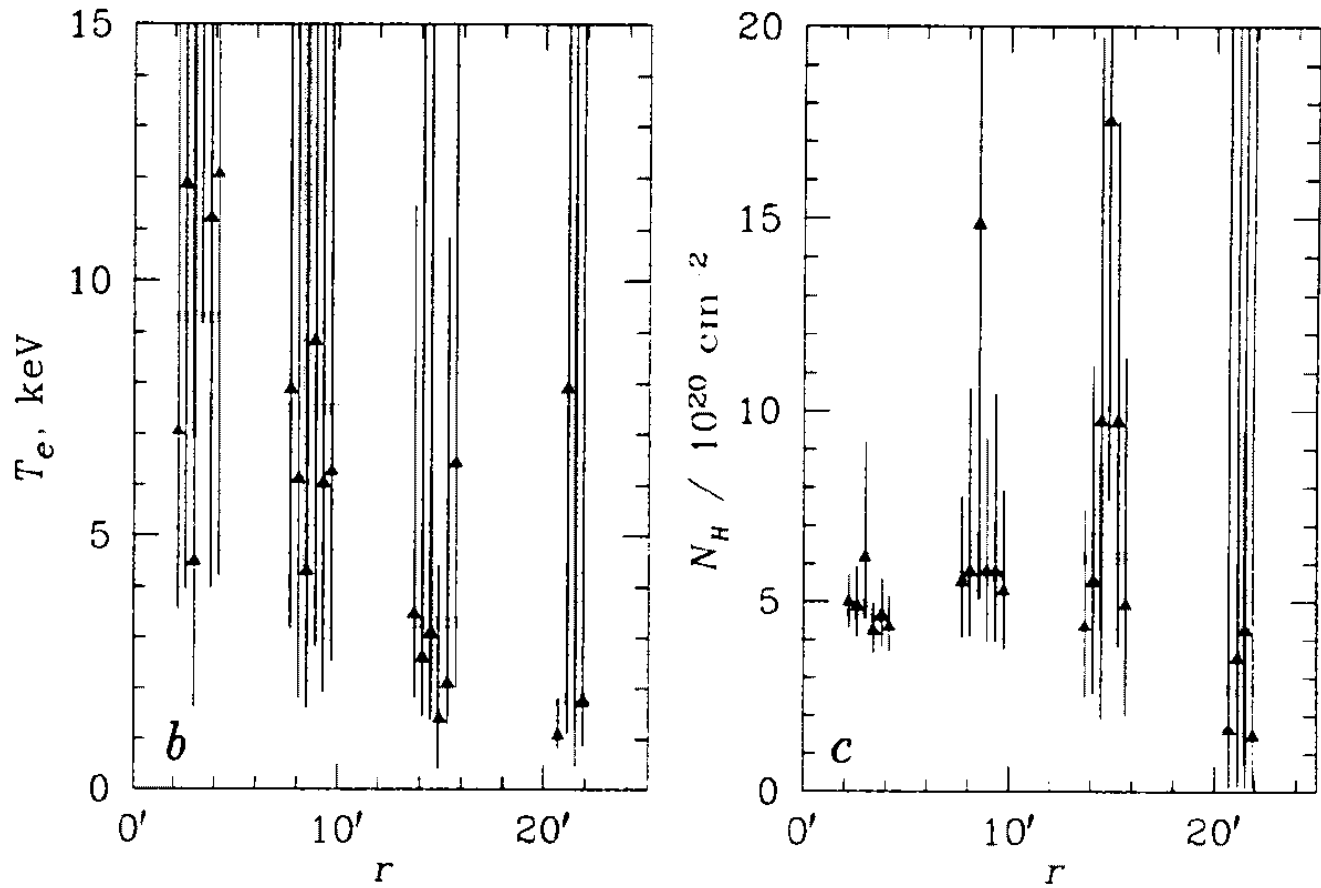


FIG. B.5 – *Figures 1b et 1c de Markevitch & Vikhlinin (1997). Valeurs de la température et de la densité de colonne d'hydrogène obtenues avec ROSAT dans différentes régions de l'amas Abell 2256. L'anticorrélation existant entre les valeurs de la température et de la densité de colonne d'hydrogène est bien visible.*

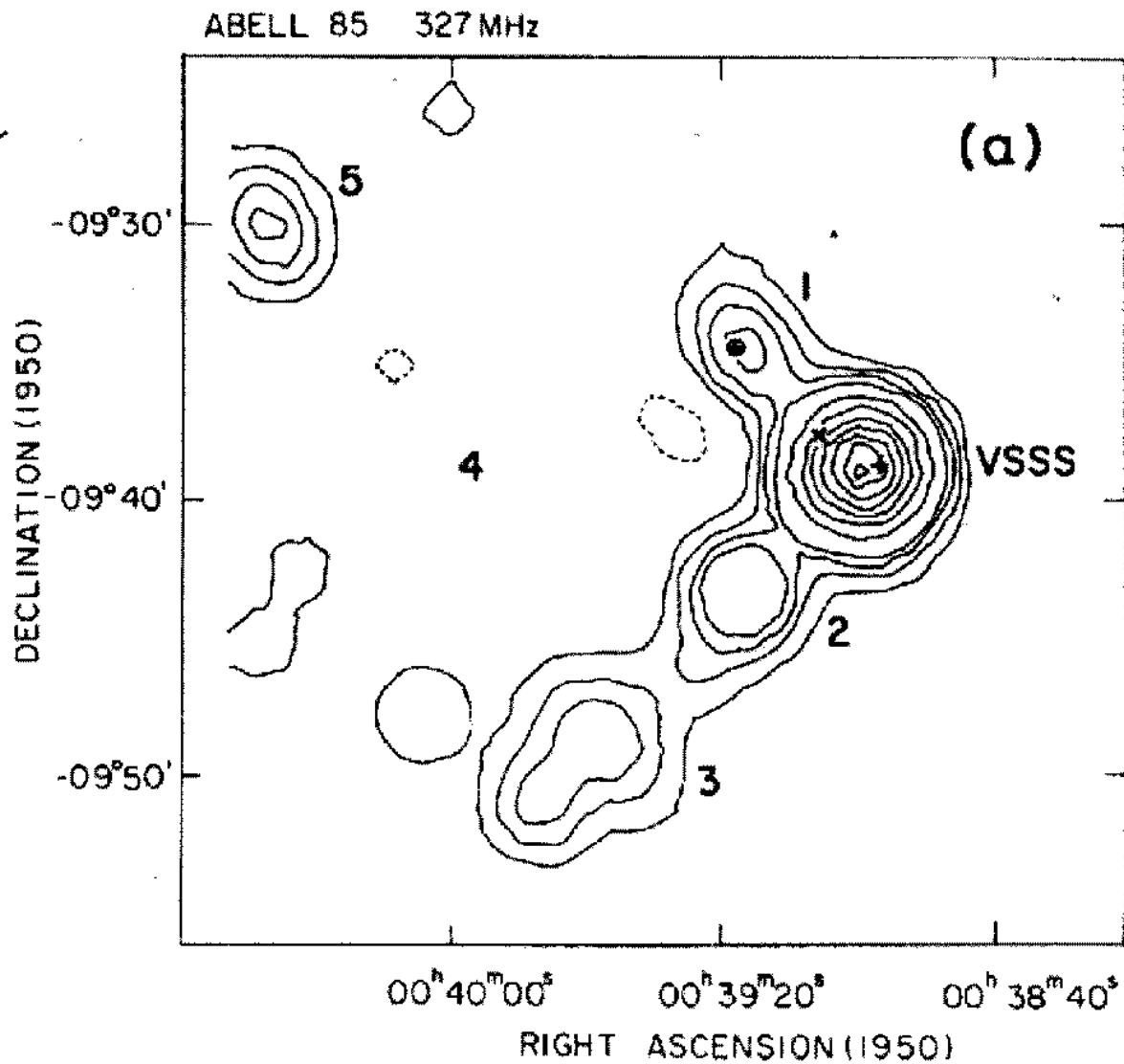


FIG. B.6 – Figure 5a de Swarup (1984). Carte de l'amas Abell 85 à 327 MHz avec une résolution (faisceau) de 3'. Le symbole × indique le centre estimé de l'amas (d'après Waldthausen et al. 1979), ⊕ la position de la galaxie cD et + la position de 0038-096. Les niveaux des isocontours sont: -50, 50, 100, 150, 200, 400, 600, 800, 1000, 1200, 1400 et 1600 mJy/faisceau.

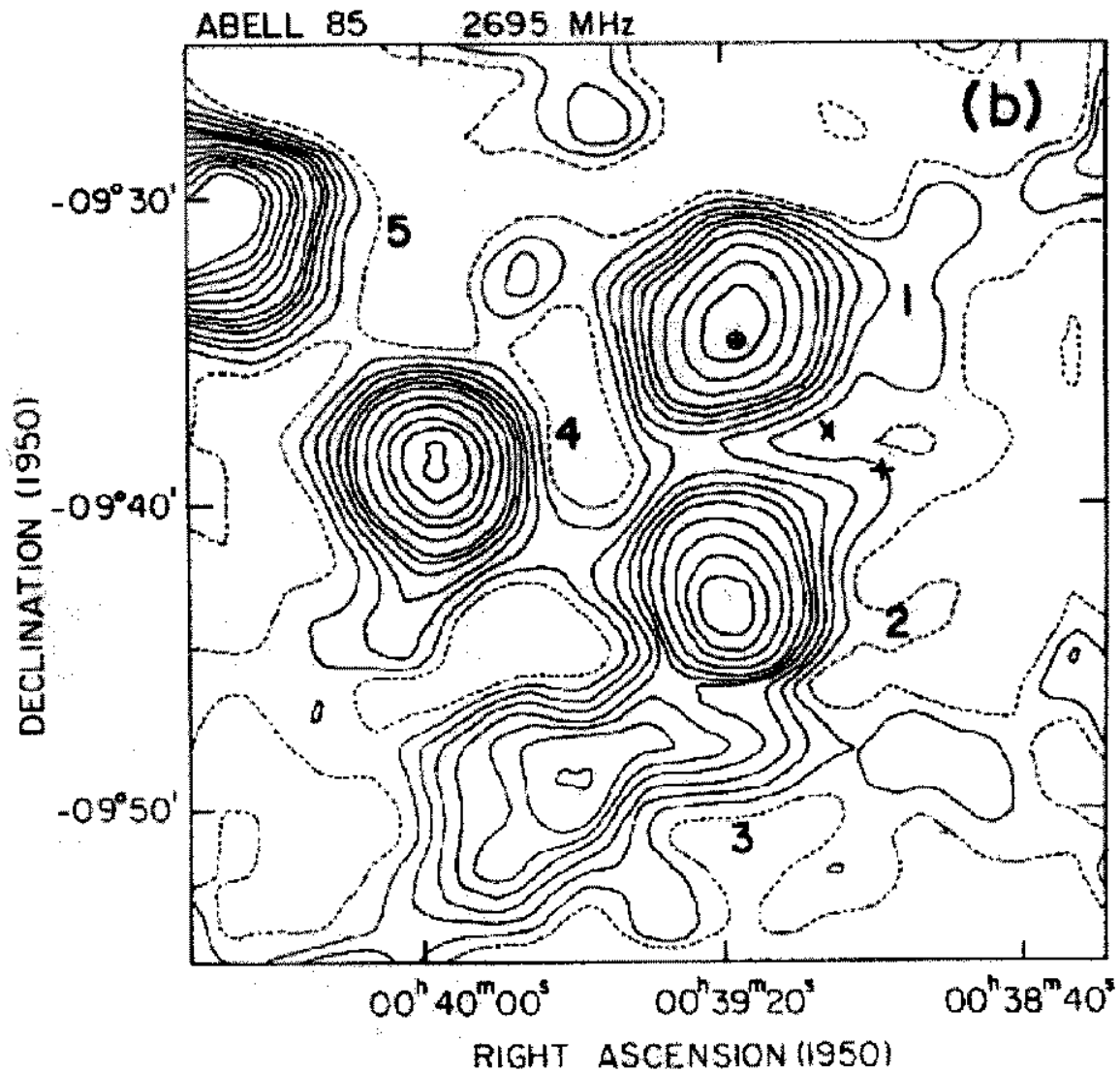


FIG. B.7 – Figure 5b de Swarup (1984). Carte de l'amas Abell 85 à 2695 MHz avec une résolution (faisceau) de $4.4'$. Le symbole \times indique le centre estimé de l'amas (d'après Waldthausen et al. 1979), \oplus la position de la galaxie cD et $+$ la position de 0038-096. Les niveaux des isocontours sont: 0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 mJy/faisceau. On constate que le flux provenant de la source 0038-096 est très faible à cette longueur d'onde.

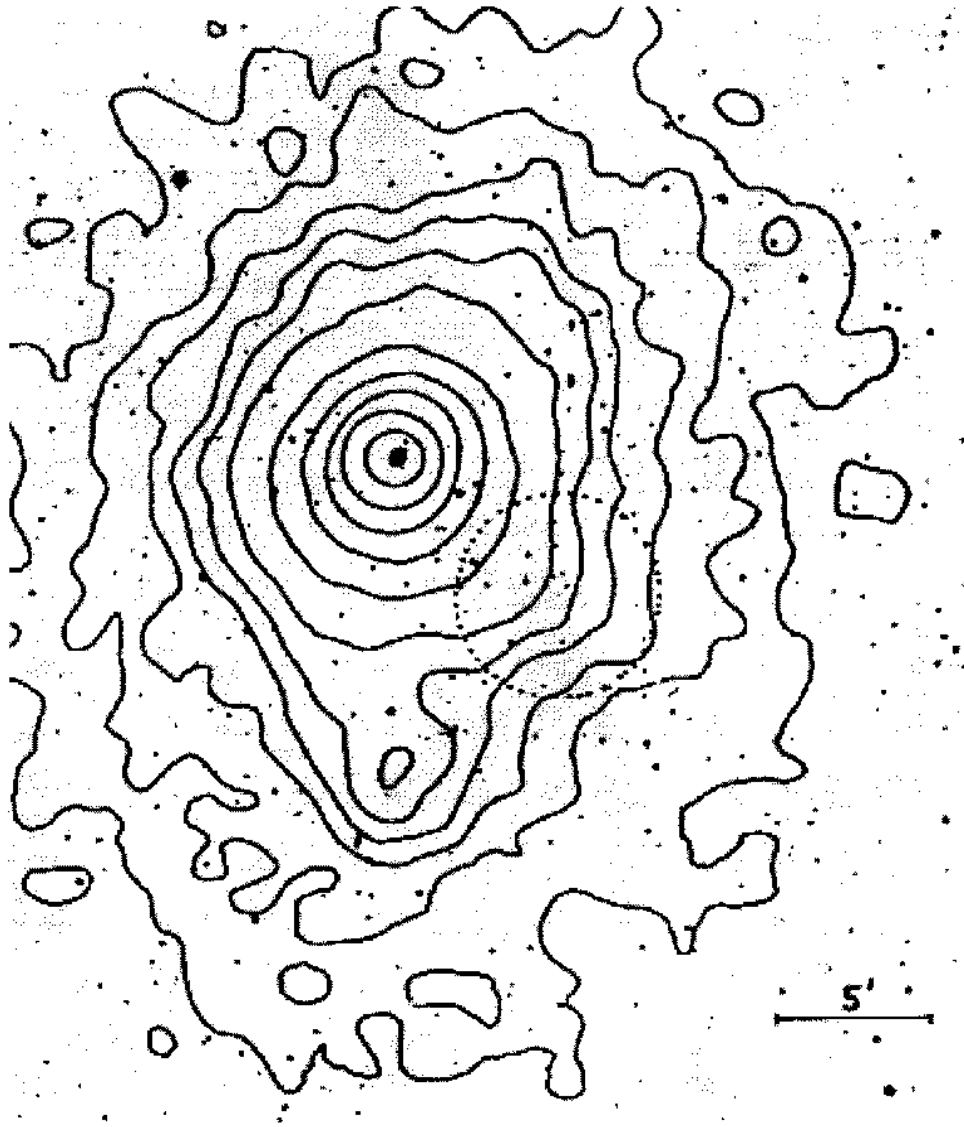


FIG. B.8 – *Figure issue de l'article de Forman & Jones (1982). Carte de l'amas Abell 85 où les isocontours X de l'image de l'IPC du satellite Einstein dans la bande d'énergie 0.2-4 keV sont superposés à l'image optique effectuée lors du balayage systématique du ciel par le télescope du mont Palomar. Les isocontours sont centrés sur la galaxie cD. La résolution de l'image X est d'une minute d'arc. Le cercle en pointillés au sud-ouest de la galaxie cD indique la position de la radiosource 0038-096. On observe qualitativement l'excès d'émission X dû à l'effet Compton Inverse.*

Bibliographie

- [1] Abell G.O., 1958, ApJS, 3, 211
- [2] Abell G.O., 1965, ARA&A, 3, 1
- [3] Abell G.O., 1975, dans *Stars and Stellar Systems IX: Galaxies and the Universe*, chap. 15, ed. A. Sandage, M. Sandage, J. Kristian (University of Chicago, Chicago)
- [4] Abramopoulos F. & Ku W. H.-M., 1983, ApJ, 271, 446
- [5] Allen S.W., 1998, MNRAS, 296, 392
- [6] Andernach H., Sievers A., Kus A., Schnaubelt J., 1986, A&A Suppl., 65, 561
- [7] Arnaud M., Lachière-Rey M., Rothenflug R., Yamashita K., Hatsukade I., 1991, A&A, 243, 56
- [8] Bagchi J., 1992, Ph .D. Thesis, Indian Institute of Science, Bangalore
- [9] Bahcall N.A., 1995, dans *Dark Matter*, AIP Conf. Proceedings 336, ed. S. Holt & C. Bennet (New York: AIP), p. 201
- [10] Baier F.W. & Wipper H., 1995, Astronomische Nachrichten, 316, 319
- [11] Barbosa D., Bartlett J.G., Blanchard A., Oukbir J., 1996, A&A, 314, 13
- [12] Bartlett J.G., Blanchard A., Silk J., Turner M.S., 1995, Science, 267, 980
- [13] Bartelmann M. & Steinmetz M., 1996, MNRAS, 283, 431
- [14] Bautz L.P. & Morgan W.W., 1970, ApJ, 162, L149
- [15] Beers T.C., Forman W., Huchra J.P., Jones C., Gebhardt K., 1991, AJ, 102, 1581
- [16] Bevington P.R., 1992, dans *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, ed. McGraw-Hill, New York, p.64
- [17] Binney J. & Tremaine S., 1987, dans *Galactic Dynamics*, ed. Princeton University Press, p. 580
- [18] Biviano A., Durret F., Gerbal D., Le Fèvre O., Lobo C., Mazure A., Slezak E., 1996, A&A, 311, 95
- [19] Blumenthal G.R., Gould R.J., 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
- [20] Buote D.A. & Tsai J.C., 1996, ApJ, 458, 27
- [21] Cen R., 1997, ApJ, 485, 39
- [22] Cirimele G., Nesci R., Trèvese D., 1997, ApJ, 475, 11
- [23] Combes F., Boissé P., Mazure A., Blanchard A., 1991, dans *Galaxies et cosmologie*, chapitre VIII, ed. InterEditions/Editions du CNRS

- [24] Condon J.J., Cotton W.D., Greisen E.W., Yin Q.F., Perley R.A., Broderick J.J., 1996, NCSA Astronomy Digital Image Library
- [25] Cowie L.L. & Binney J., 1977, ApJ, 215, 723
- [26] David L.P., Harnden F.R. Jr, Kearns K.E., Zombeck M.V., 1996, dans *The Rosat HRI Calibration Report*, U.S. Rosat Science Data Center/SAO, p.8
- [27] David L.P., Jones C., Forman W., 1995, ApJ, 445, 578
- [28] David L.P., Slyz A., Jones C., Forman W., Vrtillek S.D., Arnaud K.A., 1993, ApJ, 412, 479
- [29] Dickey J.M. & Lockman F.J., 1990, ARA&A, 28, 215
- [30] Dolgov A.D., 1993, Phys. Rev. D, 48, 2499
- [31] Durret F., Felenbok P., Lobo C., Slezak E., 1998a, A&ASS, 129, 281
- [32] Durret F., Forman W., Gerbal D., Jones C., Vikhlinin A., 1998b, A&A, 335, 41
- [33] Durret F., Gerbal D., Lachière-Rey M., Lima-Neto G.B., Sadat R., 1994, A&A, 287, 733
- [34] Ebeling H., 1993, Thèse de Doctorat, MPE Report 250
- [35] Edge A.C. & Stewart G.C., 1991a, MNRAS, 252, 414
- [36] Edge A.C. & Stewart G.C., 1991, MNRAS, 252, 428
- [37] Edge A.C., Stewart G.C., Fabian A.C., 1992, MNRAS, 258, 177
- [38] Edge A.C., Stewart G.C., Fabian A.C., Arnaud K.A., 1990, MNRAS, 245, 559
- [39] Elbaz D., 1997, astro/ph 9711348
- [40] Enqvist K., exposé dans le cadre du colloque *Strong and Electroweak Matter '97* du 21 au 25 mai 1997 ou astro/ph 9797300
- [41] Enßlin T.A., Biermann P.L., Klein U., Kohle S., 1998, A&A, 332, 395
- [42] Evrard A.E., Metzler C., Navarro J.F., 1996, ApJ, 469, 494
- [43] Faber S.M. & Gallagher J.S., 1979, ARA&A, 17, 135
- [44] Fabian A.C., Hu E.M., Cowie L.L., Grindlay J., 1981, ApJ, 248, 47
- [45] Fabian A.C., Nulsen P.E.J., Canizares C.R., 1984, Nature, 310, 733
- [46] Fadda D., Slezak E., Bijaoui A., 1998, A&AS, 127, 335
- [47] Feretti L., Böhringer H., Giovannini G., Neumann D., 1997, A&A,
- [48] Feretti L. & Giovannini G., 1997, dans *Proceedings of the meeting "Untangling Coma Berenices: A New Vision of an Old Cluster"*, Eds.: Mazure A., Casoli F., Durret F. , Gerbal D., Word Scientific Publishing Co Pte Ltd, p. 123 et astro/ph 9709294
- [49] Feretti L. & Giovannini G., 1996, dans *IAU Symp. 175, Extragalactic Radio Sources*, Eds.: Ekers R., Fanti C., Padrielli L., Kluwer Academic Publisher, p. 333
- [50] Forman W. & Jones C., 1982, ARA&A, 20, 547
- [51] Fort B. & Mellier Y., 1994, A&A Rev., 5, 239
- [52] Freedman W.L., 1996, astro-ph 9612024
- [53] Fukazawa Y., Ohashi T., Fabian A.C., Canizares C.R., Ikebe Y., Makishima K., Mushotzky R.F., Yamashita K., 1994, PASJ, 46, L55

- [54] Gerbal D., Durret F., Lima-Neto G.B., Lachièze-Rey M., 1992, A&A, 253, 77
- [55] Giovannini G., Feretti L., Andernach H., 1985, A&A, 150, 302
- [56] Goldshmidt O., Rephaeli Y., 1994, ApJ, 431, 586
- [57] Goss W.M., McAdam W.B., Wellington K.J., Ekers R.D., 1987, MNRAS, 226, 979
- [58] Hanisch R., 1986, dans *Proceedings of NRAO Workshop on "Radio Continuum Processes in Clusters of Galaxies"*, ed. C.P. O'Dea & J. Uson, p. 191
- [59] Harris D.E., Willis A.G., Dewdney P.E., Batty J., 1995, MNRAS, 273, 785
- [60] Harris D.E., Carilli C.L., Perley R.A., 1994, Nature, 367, 713
- [61] Harris D.E., Stern C.P., Willis A.G., Dewdney P.E., 1993, AJ, 105, 769
- [62] Henriksen M., 1998, PASJ, 50, 389
- [63] Henriksen M.J. & White R.E.3, 1996, ApJ, 465, 515
- [64] Henry J.P. & Arnaud K., 1991, ApJ, 372, 410
- [65] Jaffe W.J. & Perola G.C., 1973, A&A, 26, 423
- [66] James F., 1994, *MINUIT Function Minimization and Error Analysis* ed. CERN Geneva, Switzerland
- [67] Jones C. & Forman W., 1984, ApJ, 276, 38
- [68] Joshi M.N., Kapahi V.K., Bagchi J., 1986, dans *Proceedings of NRAO Workshop on "Radio Continuum Processes in Clusters of Galaxies"*, ed. C.P. O'Dea & J.Uson, p. 73
- [69] Kennicutt R.C.Jr., Freedman W.L., Mould J.R., 1995, AJ, 110, 1476
- [70] Kim K.-T., Kronberg P.P., Dewdney P.E., Landecker T.L., 1990, AJ, 355,29
- [71] Kim K.T., Tribble P.C., Kronberg P.P., 1991, ApJ, 379, 80
- [72] Klemola A.R., 1969, AJ, 74, 804
- [73] Kneer R., Böhringer H., Neumann D., Krautter J., 1996, MPE Report, 263, 593
- [74] Komissarov S.S., Gubanov A.G., 1994, A&A, 285, 27
- [75] Koyama K., Takano S., Tawara Y., 1991, Nature, 350, 135
- [76] Kriessler J.R. & Beers T.C., 1997, AJ, 113, 80
- [77] Kronberg P.P., 1994, Reports on progress in physics, 57, 4
- [78] Kulsrud R.M. & Anderson S.W., 1992, ApJ, 396, 606
- [79] Lang K.R., 1974, dans *Astrophysical Formulae*
- [80] Lazzati D. & Chincarini G., 1998, Sissa preprint astro-ph 9807170
- [81] Leir A.A. & van den Bergh S., 1977, ApJS, 34, 381
- [82] Liang H., 1995, Ph .D. Thesis, Australian National University
- [83] Lieu R., Mittaz J.P.D., Bowyer S., Lockman F.J., Hwang C.-Y., Schmitt J.H.M.M., 1996a, ApJ, 458, L5
- [84] Lieu R., Mittaz J.P.D., Bowyer S., Breen J.O., Lockman F.J., Murphy E.M., Hwang C.-Y., 1996b, Science, 274, 1335
- [85] Lima Neto G.B., 1993, Thèse de Doctorat, Université Paris VII
- [86] Lima Neto G.B., Gerbal D., Márquez I., 1998, MNRAS, submitted
- [87] Lineweaver C.H., 1998, ApJ, 505, L69

- [88] Lineweaver C.H. & Barbosa D., 1998, A&A, 329, 799
- [89] Madore B.F. et al., 1996, Bull. A.A.S., 189, #108.04
- [90] Malumuth E.M., Kriss G.A., Van Dyke Dixon W., Ferguson H.C., Ritchie C., 1992, AJ, 104, 495
- [91] Markevitch M., Forman W.R., Sarazin C.L., Vikhlinin A., 1998, ApJ, 503, 77
- [92] Markevitch M. & Vikhlinin A., 1997, ApJ, 474, 84
- [93] Mazure A., Katgert P., den Hartog R., Biviano A., Dubath P., Escalera E., Focardi P., Gerbal D., Giuricin G., Jones B., Le Fèvre O., Moles M., Perea J., Rhee G., 1996, A&A, 310, 31
- [94] Mellier Y. & Mathez G., 1987, A&A, 175, 1
- [95] Mewe R., Lemen J.R., van den Oord G.H.J., 1986, A&AS, 65, 511
- [96] Meyer Y., Jaffard S., Rioul O., 1987, Pour la Science, 28
- [97] Miralda-Escude & Babul A., 1995, ApJ, 449, 18
- [98] Mittaz J.P.D., Lieu R., Lockman F.J., 1998, ApJ, 498, L17
- [99] Morgan W.W., 1962, ApJ, 135, 1
- [100] Morrison R. & McCammon D., 1983, ApJ, 270, 119
- [101] Murphy P., 1984, MNRAS, 211, 637
- [102] Mushotzky R., 1994, dans *Clusters of Galaxies*, ed. F. Durret, A. Mazure, J. Thanh Thanh Van (Gif-sur-Yvette: Editions Frontières), p. 167
- [103] Neumann D.M. & Böhringer H., 1997, MNRAS, 289, 123
- [104] Nulsen P.E.J., 1986, MNRAS, 221, 377
- [105] Nusser A. & Dekel A., 1993, ApJ., 405, 437
- [106] Oemler A.Jr., 1974, ApJ, 194, 1
- [107] Pacholczyk A.G., 1970, *Radio Astrophysics*, ed. W.H. Freeman & Company, San Francisco
- [108] Pierre M., Le Borgne J.F., Soucail G., Kneib J.P., 1996, A&A, 311, 413
- [109] Prestwich A.H., Daines S., 1994, BAAS, 185, 74.02
- [110] Prestwich A.H., Guimond S.J., Luginbuhl C.B., Joy M., 1995, ApJ, 438, L71
- [111] Raymond J.C., Smith B.W., 1977, ApJS, 35, 419
- [112] Reisenegger A., Miralda-Escudé J., Waxman E., 1996, ApJ, 457, L11
- [113] Rephaeli Y., Ulmer M., Gruber D., 1994, ApJ, 429, 554
- [114] Rhee G.F.R.N. & Latour H.J., 1991, A&A, 243, 38
- [115] Roettiger K., Burns J.O., Loken C., 1996, ApJ, 473, 651
- [116] Rood H.J. & Sastry G.N., 1971, PASP, 83, 313
- [117] Rose J.A., 1976, A&AS, 23, 109
- [118] Rothschild R.E., Baity W.A., Marscher A.P., Wheaton W.A., 1981, ApJ, 243, L9
- [119] Rué F., 1996, Thèse de Doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis
- [120] Rué F. & Vandame B., 1997, *MVM Version 1.1*, Observatoire de la Côte d'azur, Dpt CERGA UMR CNRS 6527

- [121] Rugers M. & Hogan C.J., 1996, ApJ, 459, L1
- [122] Rybicki G.B. & Lightman A.P., 1979, dans *Radiative Processes in Astrophysics*, p. 160
- [123] Sandage A., Saha A., Tammann G.A., Labhardt L., Panagia N., Macchetto F.D., 1996, ApJ, 460, L15
- [124] Schindler S., 1996, A&A, 305, 756
- [125] Serna A. & Gerbal D., 1996, A&A, 309, 65
- [126] Sigl G., Olinto A., Jedamzik K., Phys. Rev. D, 1997, 55, 4582
- [127] Slezak E., Durret F., Gerbal D., 1994, AJ, 108 (6), 1996
- [128] Snowden S.L., 1995, *Cookbook for analysis procedures for Rosat XRT/PSPC observations of extended objects and diffuse background* (Greenbelt: NASA USRSDC)
- [129] Snowden S.L., McCammon D., Burrows D.N., Mendenhall J.A., 1994, ApJ, 424, 714
- [130] Squires G., Kaiser N., Babul A., Fahlman G., Woods D., Neumann D.M., Böhringer H., 1996, ApJ, 461, 572
- [131] Stewart G.C., Fabian A.C., Jones C., Forman W., 1984, ApJ, 285, 1
- [132] Stickel M., Lemke D., Mattila K., Haikala L.K., Haas M., 1998, A&A, 329, 55
- [133] Strubble M.F. & Rood H.J., 1982, AJ, 87, 7
- [134] Strubble M.F. & Rood H.J., 1987, ApJS, 63, 555
- [135] Strubble M.F. & Rood H.J., 1991, ApJS, 77, 363
- [136] Sunyaev R.A. & Zel'dovich Y.B., 1972, Comments Astrophys. Space Phys., 4, 173
- [137] Swarup G., 1984, J.Astrophys.Astr., 5, 139
- [138] Tananbaum H., Tucker W., Prestwich A., Remillard R., 1997, ApJ, 476, 83
- [139] Teyssier R., 1996, Thèse de Doctorat, Université Paris VII
- [140] Thomas P., 1988, MNRAS, 235, 315
- [141] Thomas P.A., 1996, Sissa preprint astro-ph 9610069
- [142] Trümper J., 1983, Adv. Space Res., Vol.2, No.4, 241
- [143] Tyson J.A. & Fisher P., 1995, ApJ, 446, L55
- [144] Tytler D., Fan X.-M., Burles S., 1996, Nature, 381, 207
- [145] Waldthausen H., Haslam C.G.T., Wielebinski R., Kronberg P.P., 1979, A&A Suppl, 36, 237
- [146] Weinberg S., 1972, dans *Gravitation and Cosmology*, p. 423
- [147] White D.A. & Fabian A.C., 1995, MNRAS, 273, 72
- [148] White D.A., Fabian A.C., Johnstone R.M., Mushotzky R.F., Arnaud K.A., 1991, 252, 72
- [149] White D.A., Jones C., Forman W., 1997, MNRAS, 292, 419
- [150] White S.D.M., Navarro J.F., Evrard A.E., Frenk C.S., 1993, Nature, 366, 429
- [151] Wilbanks T.M., Ade P.A.R., Fischer M.L., Holzapfel W.L., Lange A.E., 1994, ApJ, 427, L75
- [152] Willson M.A.G., 1970, MNRAS, 151, 1

-
- [153] Wise M.W., O'Connell R.W., Bregman J.N., Roberts M.S., 1993, ApJ, 405, 94
 - [154] Wu X.-P. & Fang L.-Z., 1997, ApJ, 483, 62
 - [155] Yee H.K.C., Ellington E., Abraham R.G., Gravel P., Carlberg R.G., Smecker-Hane T.A., Schade D., Rigler M., 1996, ApJS, 102, 289
 - [156] Zel'dovich Y.B., Ruzmaikin A., Sokoloff D., 1983, dans *Magnetic Fields in Astrophysics*, ed. Gordon & Breach
 - [157] Zimmerman H.U., Becker W., Belloni T. et al., 1994, EXSAS Users' Guide, MPE Report 244
 - [158] Zwicky F., 1933, Helv. Phys. Acta, 6, 110
 - [159] Zwicky F., Herzog E., Wild P., Karpowicz M., Kowal C.T., 1961-1968, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies* (Caltech, Pasadena), Vols. 1-6